

UNIVERSITE DE JOSEPH FOURIER

N° attribué par la bibliothèque

--	--	--	--	--	--	--	--	--	--

THESE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UJF

Spécialité : « Physique de la Matière Condensée et du Rayonnement »

présentée et soutenue publiquement par

Salim Mimouni

le 26 novembre 2007

ENREGISTREMENT DE DISQUES OPTIQUES HAUTE DENSITÉ
EN CHAMP PROCHE

Directeur de thèse : Pascal ROYER

JURY

xxx	xxxx	Président
Pr.	Jean-Jacques GREFFET	Rapporteur
Dr.	Anne SENTENAC	Rapporteur
Pr.	David WRIGHT	Examinateur
Pr.	Gilles LERONDEL	Examinateur
Dr.	Ludovic POUPINET	Encadrant
Dr.	Pascal ROYER	Directeur de thèse

Thèse préparée au département Optronique
du Laboratoire d'Electronique, de Technologie et de l'Information
du Commissariat à l'Energie Atomique de Grenoble.

Résumé

Les supports de stockage à haute capacité font l'objet d'un besoin croissant, afin de répondre à l'augmentation considérable des données numériques des utilisateurs, ce qui se traduit par une course effrénée à la performance des disques optiques. Cependant, des limites physiques sont rapidement atteintes. Parmi celles-ci, le phénomène de diffraction des ondes lumineuses a limité la capacité du Compact Disc (CD), du DVD (Digital Versatile Disc) et dictera encore celle du "Blu-ray". Cette thèse se propose de franchir cette barrière à travers une étude approfondie d'une tête optique en champ proche. En effet le système actuel de lecture des disques utilisant l'immersion solide (Solid Immersion Lens, SIL), passif vis-à-vis de la nature du champ proche, sera optimisé pour donner une capacité de stockage 40% plus élevée.

Mais la demande du marché des disques optiques exige d'aller plus loin encore. La théorie de l'anti-matière optique (milieux à indice optique négatif), très controversée, se révélera cependant pertinente, et inspirera toute la suite du travail. En effet, le matériau à indice négatif est la solution utopique au passage sous la limite de résolution, et ses propriétés apportent un nouvel éclairage sur l'interaction entre les métaux nobles et les ondes évanescentes. Les plasmons de surface qui sont excités seront exploités à travers un composant métallique à structuration plus petite que la longueur d'onde, afin d'acheminer l'information au détecteur à travers toute la tête optique. Dans cette lentille conçue pour le champ proche, la diffraction d'ordre négatif sera privilégiée, et se substituera à la réfraction négative qui a lieu dans les matériaux à indice négatif. Le fonctionnement du composant sera démontré dans un montage expérimental où il permettra de recouvrer un signal à la longueur d'onde de 488nm, mais porteur d'information d'objets de 60nm de taille.

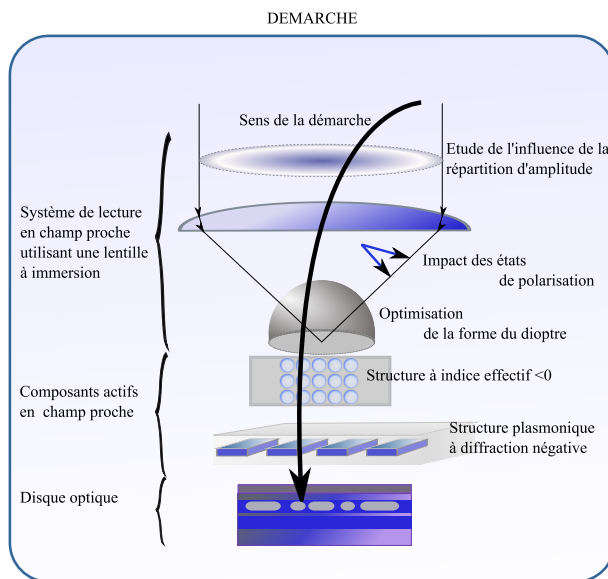


Fig. 0.1: Illustration de la démarche générale

Table des matières

Résumé	i
1 Contexte général de l'enregistrement optique	3
1.1 Techniques volumiques	7
1.1.1 Enregistrement sur disque multiniveaux	8
1.1.2 Holographie	8
1.1.3 Absorption bi-photonique	9
1.2 Techniques surfaciques	9
1.2.1 Enregistrement multiplexé	10
1.2.2 TwoDos	11
1.2.3 Super-RENS	11
1.2.4 L'immersion solide	12
1.3 Système de lecture d'un disque optique	14
1.3.1 Le modèle scalaire	14
1.3.2 Qualité de signal	17
2 Améliorations du système à immersion solide	23
2.1 Phénomène de focalisation optique	24
2.1.1 Réponse impulsionnelle et filtre fréquentiel	24
2.1.2 Influence d'un multicouche sur le système	25
2.1.3 Limites intrinsèques	26
2.1.4 Limite de résolution du système de lecture	28
2.2 Principes de l'immersion solide	29
2.2.1 Le but de l'immersion solide	29
2.2.2 Aspect corpusculaire dans le couplage à travers la SIL	31
2.2.3 Mécanisme de génération du champ proche	35
2.2.4 Quantification de l'effet tunnel à travers la couche d'air	36
2.3 Une nouvelle lentille à immersion	39
2.3.1 Amplification angulaire	44

2.4	Confinement électromagnétique extrême	46
2.4.1	Un modèle électromagnétique rigoureux pour la manipulation de l'éclairage	47
2.4.2	La super-résolution électromagnétique	51
2.4.3	États de polarisation, champs non transverses et super-résolution	54
	Polarisation en présence des 3 composantes du champ	55
	Choix de la lentille d'immersion	55
	Ellipticité de la polarisation au voisinage d'un foyer à très haute ouverture numérique	56
	Transversalité du champ au foyer	57
2.5	Conclusion et perspectives	59
3	Tête optique en champ proche à cristaux photoniques	69
3.1	Introduction	70
3.2	Approche théorique du milieu effectif	70
3.3	Comportement de réfraction négative dans les cristaux photoniques 2D	74
3.4	Conclusion	79
4	Tête optique active en champ proche	81
4.1	Principe	82
4.1.1	Contexte scientifique du moment	82
4.1.2	De la réfraction négative partielle	83
4.1.3	Conversion du champ proche vers le champ lointain	85
4.2	Conception d'une lentille diffractive à plasmons de surface	86
4.2.1	Approche scalaire et conception	88
	1. Zone multi-interférentielle	92
	2. Zone aveugle	93
	3. Zone exploitable au-delà de la fréquence de coupure	93
4.2.2	Approche électromagnétique	95
4.2.3	Analyse bi-dimensionnelle	96
4.3	Ingénierie de la diffraction négative	98
4.3.1	Objectif	99
4.3.2	Importance de l'indice dans l'excitation des plasmons de surface	99
4.3.3	Longueur d'onde de travail	104
4.3.4	Optimisation de la fonction de conversion	106
	Influence du facteur de remplissage sur les résonances des plasmons	106
	Influence de la hauteur des lignes sur le processus de diffraction	107
4.4	Preuve expérimentale	108
4.4.1	Fabrication de l'échantillon	109

4.4.2	Banc expérimental	110
4.4.3	Résultats et interprétation	114
	Diffraction du faisceau sur le réseau en l'absence d'objet	114
	Perturbation apportée par la présence des fentes	114
	Prédiction théorique	115
	Confrontation aux mesures	117
	Origine du bruit sur le contour	119
4.4.4	Application à l'enregistrement optique	122
4.4.5	Estimation de la capacité	123
4.4.6	La non causalité en voisinage du champ proche	124
	Bibliographie	133

Introduction

Nos besoins en stockage de données sont explosifs; générés par des contenus multimédias dont la taille croît continuellement. Une partie importante d'information sous format audio, d'images ou vidéo, créée ou capturée, nécessitera un stockage numérique. Différents systèmes faisant appel à différentes technologies répondent à ce besoin : lecteur de disques magnétiques, disques durs, mémoires flash nomades, et les lecteurs de disques optiques. Chacun de ces systèmes est spécifique à telle ou telle application, permettant ainsi une diversification et une optimisation des performances et du coût du système globalement.

Parmi cette liste, le stockage optique est particulièrement attractif. En effet le temps d'accès aux données et le débit de lecture le placent immédiatement après le disque dur, avec l'avantage, à ne pas négliger, d'avoir un support de stockage amovible. Le disque optique est protégé des contaminations externes par une couche protectrice et utilise un substrat en plastique lui accordant une certaine robustesse. Cette amovibilité, propice à la distribution des données, a créé une nouvelle industrie à part entière : celle du disque audio (Compact Disc); puis le CD-ROM (Read Only Memory) a été également utilisé pour la distribution de logiciel et de jeux-vidéos. Plus tard le DVD-ROM (Digital Versatile Disc) dominera le marché de la vidéo, et sera suivi vraisemblablement du Blu-ray. Ces supports ROM, de capacité de stockage croissante, bénéficient d'une fabrication à très bas coût (quelques dizaines de centimes) et de techniques de répllication de masse (moulage par injection), permettant d'inonder le marché et de satisfaire la demande.

Les progrès majeurs que connaît le système de stockage optique consistent à augmenter la densité d'information sur la surface du disque. Ceci a conduit à la réduction de la taille du bit d'information jusqu'à heurter la limite physique de la diffraction de la lumière, ce qui légitime la question : les systèmes optiques conventionnelles sont-ils économiquement une solution viable ou faut-il avoir recours à d'autres technologies ?

Au vue de cette limitation fondamentale, les solutions non conventionnelles font l'objet de recherches et de développements. Prêdisposées à surpasser les limites perçues, certaines exploitent le volume (comme l'holographie), d'autres passent en dessous de barrière de diffraction en faisant appel au champ proche.

Le disque fonctionnant en champ proche fait l'objet de développements récents. C'est une technologie innovante et pourtant une utilisation quasi conventionnelle a conduit à des performances

timides : à peine sept fois la capacité du disque Blu ray. En effet, le potentiel que représente le passage en champ proche ne semble pas avoir été exploité entièrement.

Cette thèse propose d'explorer les opportunités qu'offre l'utilisation du champ proche, à travers des améliorations apportées au système. Celles-ci conduiront à de meilleures performances, et donneront naissance à un nouveau système à la fois actif en champ proche, et capable d'acheminer l'information du disque vers le champ lointain (champ classique). Le composant au coeur du système qui sera étudié, constitue un pont entre les bits de quelques dizaines de nanomètres et le détecteur macroscopique.

Chapitre 1

Contexte général de l'enregistrement optique

Ce chapitre se propose d'énoncer le contexte du disque optique, et positionne au coeur du sujet la technologie des disques qui fonctionnent en champ proche à l'aide d'une lentille à immersion solide. Le support du disque optique, à la fois à bas coût et amovible, est concurrencé par d'autres supports impliquant différentes techniques de stockage de données. Les plus pertinentes de ces technologies seront présentées dans ce chapitre d'introduction, comme l'holographie et les disques multiplexés (MODS). La problématique de la thèse sera explicitée à travers la description du système optique dans toute sa chaîne : depuis le disque jusqu'à l'obtention du signal de lecture. Un modèle scalaire suffira à exprimer l'origine du signal, et à lier par conséquent la notion de résolution d'un système d'imagerie microscopique à celle d'un système de lecture de disques optiques. Un canevas mathématique, basé sur la diffraction scalaire de Fraunhofer donnera la direction à suivre pour apporter des améliorations au système. Enfin le choix personnel quant à cette démarche de recherche-même sera explicité.

Le contexte de l'enregistrement optique s'inscrit dans l'évolution du stockage de données. Généralement on distingue le stockage de masse, plutôt lent mais permettant de gérer des volumes importants de données sur du long terme, et le stockage à accès rapide, utilisé le plus couramment comme mémoire de travail, mémoire plus fréquemment sollicitée. L'objectif du stockage de masse est d'enregistrer des quantités importantes d'information sur le long terme. Les premières techniques consistaient en des supports physiques comme la carte ou le ruban perforé. Bien que ces supports ne soient plus communs aujourd'hui, ils renferment déjà l'idée de stockage par des changements de surface sur un support bidimensionnel. Les supports magnétiques prirent rapidement le dessus avec l'apparition de la cassette, du disque dur et de la disquette. Cette technologie durera suffisamment longtemps, notamment pour l'application de l'archivage, et ce grâce à certains avantages de la bande magnétique : grande capacité de stockage et amovibilité. Des supports de cette deuxième génération existaient il y a peu de temps, comme la VHS ou la disquette 3.5". La troisième génération est marquée par l'introduction de l'optique comme moyen d'écriture et de lecture, dont le premier support, le CD (*Compact Disc*), a connu une industrialisation dès 1978. Le disque compact repose sur une méthode de lecture optique : un faisceau de lumière cohérente (laser) vient frapper le disque en rotation. Les irrégularités, présentes sous forme de cavités dans la surface réfléchissante de celui-ci produisent des variations de réflexion. Le rayon réfléchi est enregistré par un capteur. Lorsque le CD est utilisé comme support pour l'écoute musicale (premières utilisations), l'information binaire est ensuite transformée en un signal analogique par un convertisseur, ou directement traitée par un ordinateur.

Dès son apparition, ce support a été promu par ses inventeurs et les éditeurs musicaux comme offrant une meilleure qualité sonore que les autres supports existants (notamment les disques vinyles). Ces qualités sont aujourd'hui contestées et de nouveaux supports sont apparus (SACD - Super Audio Compact Disc ou le DVD-A - Digital Versatile Disc Audio).

En 1983 une version du CD de 12 cm de diamètre et hébergeant près de 74 min de musique a été lancée¹ conjointement par les firmes Philips et Sony. Philips développa le processus de fabrication basé sur son expérience de la technologie du Laserdisc tandis que Sony contribua à la méthode de correction d'erreurs. De qualité théorique de reproduction sonore supérieure aux cassettes audio et disques vinyles², le CD permet une reproduction exacte grâce aux codes correcteurs. La version ROM (Read-Only Memory, ineffaçable), basée sur le CD audio en étant plus robuste en détection et correction des erreurs, peut stocker 650 megaoctets (Mo) de données et sa vitesse 1x de rotation équivaut à un taux de transfert de 1.2 megabits par seconde (Mbps). Par la suite, de nombreux formats, utilisant le même support physique que le CD audio, ont été créés pour s'adapter au type de contenu : le CD-I pour le contenu interactif, le Video-CD pour

¹La capacité du CD a été étendue à 74 minutes afin que la version la plus lente de la 9e symphonie de Beethoven tienne sur un seul CD.

²Certains mélomanes exigeants préférèrent le son du vinyle qu'ils jugent plus musical et plus naturel.

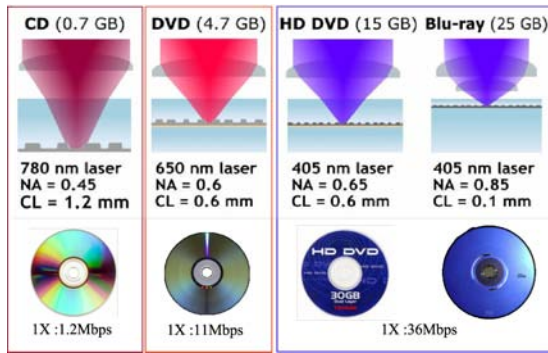


Fig. 1.1: Evolution du disque optique depuis l'apparition du CD (1ère génération) au Blu-ray et HD-DVD qui constituent la 3ème génération. La valeur CL (pour "cover-layer") indique l'épaisseur de la couche protectrice pour chaque génération. Cette valeur est spécifique à l'optique de chaque tête de lecture, dont l'ouverture numérique ON (*Numerical Aperture*, NA) est précisée pour les objectifs de focalisation de chacune des générations.

la vidéo sonore compressée en MPEG-1. Certains CD sont enregistrables une fois grâce à un graveur, ce sont les CD-R, d'autres dédiés à l'échange de données sont réinscriptibles plusieurs fois : les CD-RW.

En 1995 est née la seconde génération de système de stockage optique : le DVD (digital versatile/video disc) est commercialement lancé. Physiquement, les DVD ont pratiquement la même apparence que les CD puisque leurs dimensions sont les mêmes (un disque de 120 millimètres de diamètre ou moins souvent de 80 millimètres). Cependant, sur le plan technique, les principales différences résident dans le format d'encodage employé et la densité des informations inscrites sur le disque. Le laser employé utilise une longueur d'onde de 635/650 nm (contre 780 nm pour le CD) pour une ouverture numérique de 0.60, ce qui permet un écart de piste à piste de 740 nm et une longueur minimale de cuvette de 400 nm, le diamètre du spot laser étant approximativement de 650 nm. Le DVD développe une capacité de 4.7 Go par couche, soit sept fois celle d'un CD et peut ainsi délivrer 2 heures 30 de vidéo en définition standard (SD). La vitesse de rotation de référence de ce disque, le 1X, correspond à un taux de transfert de 11Mbps. Dans cette technologie, les versions double couche et double face ont été proposées, avec respectivement 8.5 Go et 17 Go de capacité. Quelques années après la sortie du DVD, les versions enregistrable (R) et réinscriptible (RW)³, ainsi que le DVD-RAM⁴ ont été normalisées par des alliances de firmes industrielles.

Pour succéder au DVD, deux formats sont en compétition : le Disque Blu-ray (sa capacité de base est de 25 Go et passe à 50 Go en double couche) et le HD-DVD (15 Go en simple couche, 30 Go en double couche, voire 45 Go en triple couche). Il est probable que ces deux formats cohabiteront pendant quelques années sur le marché. Cette troisième génération de disques op-

³DVD-RW et DVD+RW : sont les pendants des CD-RW c'est-à-dire les réinscriptibles ("ReWritable") avec les mêmes caractéristiques que leurs homologues -R et +R. Les informations sauveées sur le support le sont par réorganisation de la couche enregistrable à l'aide du laser du graveur. C'est pourquoi un formatage est requis avant d'écrire ou pour effacer le disque.

⁴Norme peu répandue, plus chère, mais pouvant contenir jusqu'à 9.4 Go (comparativement à 4.7 Go pour les modèles précédents). Les DVD-RAM sont ré-inscriptibles comme les DVD+RW et les DVD-RW mais supportent plus de cycles d'écriture que ces derniers. Ils étaient à leurs débuts contenus dans une cartouche protectrice, et destinés à des applications informatiques.

tiques est basée sur un rayon laser bleu (longueur d'onde : 405 nm) et une ouverture numérique élevée (0.85 pour le Blu-ray⁵ et 0.65 pour le HD-DVD). Par comparaison avec le laser proche infrarouge (longueur d'onde : 780 nm) et l'ouverture numérique 0.45 utilisés pour le CD et le laser rouge (longueur d'onde : 650/635 nm) et l'ouverture numérique 0,6 utilisé pour le DVD, il permet de stocker plus d'informations sur la même surface grâce à un rayon plus fin (diamètre du spot laser : 290 nm) induisant des sillons de gravure plus petits et plus rapprochés (écart : 320 nm) et des pits⁶ plus courts (longueur minimale : 149 nm -135 nm pour le modèle 27 Go actuellement abandonné). Les premiers appareils grand public à utiliser cette technologie sont apparus fin 2006⁷. Le BD (Blu-ray Disc) est capable de débiter ses 25 Go de données par couche à un taux de transfert de 36Mbps. Les deux formats sont incompatibles, le BD est couvert par une couche fine de protection de 0.1mm alors que le HD-DVD a gardé la couche protectrice du DVD, épaisse de 0.6mm.

La capacité des supports d'enregistrement augmente, ce qui contraint les taux de transfert à suivre cette croissance pour satisfaire les exigences de nouvelles applications ou du moins maintenir un temps de lecture et d'écriture total raisonnable. Le taux de transfert de données a bénéficié, à travers les générations, d'améliorations dues à la densification des données sur le disque à la vitesse de base (1X) mais aussi à des vitesses de rotation plus importantes : plusieurs multiples de X. Les débits en 1X pour le CD, DVD et BD/HD-DVD sont respectivement de 1.2Mbps, 11 Mbps et 36 Mbps. Le lecteur CD peut atteindre aujourd'hui une vitesse de rotation de 52X (62Mbps), les DVD sont disponibles à des vitesses de 18X (198Mbps) et la troisième génération atteint à peine la vitesse 2X (72Mbps). Ces améliorations interviennent souvent sur le lecteur après la commercialisation du support, on s'attend à ce que les développements de la 3^{me} génération permettent d'atteindre une plage de vitesse entre 8X et 12X, soit un débit entre 288 Mbps et 432 Mbps.

De la première à la troisième génération de disques optiques, les systèmes travaillent à la limite de diffraction du faisceau lumineux⁸. Les aberrations introduites par la couche protectrice (*cover-layer*) sont compensées par l'objectif, afin que le spot du laser soit confiné au mieux. Dans un tel système, dit limité par la diffraction, la tache lumineuse au foyer est confinée en une dimension ϕ proportionnelle à la longueur d'onde du laser et inversement proportionnelle à l'ouverture numérique de l'objectif :

$$\phi = 1.22\lambda/\text{ON} \quad (1.1)$$

⁵de l'anglais "Blue ray" rayon bleu, contracté en "Blu-ray" pour déposer la marque

⁶Contraction de *physical digit*, désigne les marques présentes dans le disque optique.

⁷Notamment la PlayStation 3 en novembre au Japon et aux États-Unis, et le 23 mars 2007 en France.

⁸Les diodes laser génèrent un profil lumineux de type gaussien, et l'énergie en bord de lentille est plus faible. Par conséquent, l'exploitation de la grande ouverture numérique n'est pas optimale, mais résulte d'un compromis entre celle-ci et l'énergie transmise à travers la lentille.

Sous cet angle de vue, le passage d'une génération à la suivante a consisté à réduire la longueur d'onde du laser et à accroître l'ouverture numérique de l'optique. Ainsi, la taille du spot sur la couche active diminue, ce qui permet de lire et écrire de plus petites marques. On obtient une densité d'enregistrement de plus en plus importante⁹, donc une capacité plus grande étant donné que les disques font toujours 12 cm de diamètre. Cependant, à la troisième génération, déjà disponible sur le marché, la longueur d'onde est de 405 nm, à la limite de l'UV (ultra-violet). Les diodes laser dans l'UV profond ne sont pas disponibles pour le moment. L'ouverture numérique utilisée pour cette génération, 0.85 est élevée, ce qui correspond à un angle de près de 60° entre le rayon marginal (en bord de pupille) et l'axe optique. Au-delà, le prix à payer en terme d'aberrations et de criticité d'alignement, devient trop important. La logique, qui consiste à repousser cette limite de diffraction de plus en plus loin, atteint ses limites techniques à la troisième génération, et il devient peu envisageable de continuer dans cette voie. Pourtant, les données personnelles étant de plus en plus volumineuses et les contenus multimédia de meilleure qualité et donc gourmands en espace de stockage, la demande du marché croît très vite. La 4^{ème} génération se doit d'offrir un support de stockage pertinent en termes de capacité et de transfert de données. Pour ce qui est de la capacité, 100 Go est un minimum qui offre une certaine crédibilité, mais un disque de capacité de l'ordre du teraoctet (1 To=1000 Go) est unanimement plus convenable.

Système	Année	λ (nm)	ON	$\lambda/\text{ON}(\mu\text{m})$	Capacité (Go/couche)	Diamètre (cm)
Laserdisc	1978	780	0.5	1.56	4.5	30
Compact disque	1983	780	0.45	1.73	0.65	12
DVD	1995	650	0.6	1.08	4.7	12
HD-DVD	2006	405	0.65	0.62	16	12
Blu ray	2006	405	0.85	0.48	23	12

Tab. 1.1: Principaux paramètres physiques des systèmes de disques optiques

Cette forte ambition nécessite un changement technologique pour réaliser le saut de génération. L'enjeu étant important pour ce produit grand public, plusieurs techniques entrent en compétition pour proposer des méthodes d'amélioration de la densité surfacique. Les plus prometteuses seront passées en revue avant de présenter la technique faisant appel au champ proche.

1.1 Techniques volumiques

Au lieu de suivre la course à la densification des données en surface, il est tout aussi pertinent de chercher à exploiter la troisième dimension à travers des techniques qui utilisent le volume

⁹Le rapport λ/ON n'explique pas toujours le rapport des densités, notamment entre le CD et le DVD. Dans ce dernier, proportionnellement au spot lumineux, les marques sont encore plus petites, générant un signal de qualité moindre, mais le système est maintenu robuste grâce à un effort sur la chaîne de détection et de codage. Le même sacrifice a été fait sur le HD-DVD en comparaison avec le Blu-ray.

du support physique [32, 60, 44]. Superposer plusieurs couches minces classiques pour l'enregistrement en profondeur, appelé enregistrement multi-niveaux, peut être classé comme technique volumique, même si la technique de lecture/écriture fait naturellement appel aux méthodes des disques optiques classiques. En dehors du multi-niveaux, il existe deux directions principales pour les technologies volumiques : l'enregistrement bit-à-bit, ou *bit-wise*, et l'holographie.

1.1.1 Enregistrement sur disque multiniveaux

L'un des aspects importants des futurs développements du disque optique consiste à stocker les données sur plusieurs couches superposées. L'exploitation du volume est très prometteuse en gain de capacité, et cela a motivé la recherche à atteindre des résultats notables : 6 couches sur un disque enregistrable et 8 couches pour la version ROM (Read-Only-Memory). Un disque Blu-ray à 6 niveaux atteint la capacité totale de 200 Go. Les modélisations et théories de l'information laissent entendre qu'un nombre plus important de couches d'information peut être lu dans un disque multiniveaux. Une étude récente [122], basée sur une théorie scalaire de la diffraction et prenant en compte les performances les plus récentes en terme de couches minces (actives et d'encapsulation), prédit qu'il est théoriquement possible d'atteindre une trentaine de multiniveaux dans un disque optique. Cependant, cette approche est peu prédisposée à un assemblage et fabrication rentables en industrie.

1.1.2 Holographie

La technique[43] consiste à faire interférer deux ondes, l'une contenant l'information située sur le bras de référence, et l'autre contenant les données. L'interférence produit une modulation d'intensité, qui transcrit directement les données qu'on veut inscrire, dans un matériau apte à convertir la modulation d'intensité en modulation d'indice par exemple. Les données se présentent alors sous forme de réseaux d'indice optique occupant un certain volume dans le matériau massif. Le faisceau porteur de données est codé en phase grâce à un modulateur spatial (SLM, *spatial light modulator*), et l'onde réfléchi sur le matériau est reçue sur une matrice CCD : tout ceci implique un lecteur de disques holographiques relativement encombrant et coûteux. Le disque holographique stocke jusqu'à 300 Go¹⁰ et transfère ses données à un débit de 20Mops (20 megaocets par seconde, soit 8x20 Mbps), pour ce qui est de la première génération. Il devrait atteindre le Gbps en taux de transfert d'après les prédictions de la start-up InPhase Technology, dont les développements dont elle fait état aujourd'hui sont dérivés de travaux réalisés dans les Bell Labs d'AT&T. La formulation du matériau de stockage lui-même est longtemps restée un problème délicat, surtout quand le matériau est appliqué en couche de 1.5 mm et très peu rugueuse sur un

¹⁰Deux approches sont utilisées pour atteindre des capacités importantes : le multiplexage angulaire et la conjugaison de phase collinéaire. La première, préconisée par la société Inphase, permet de superposer plusieurs hologrammes au même endroit.

disque de 12 cm de diamètre. Le matériau en question, baptisé Tapestry, possède cinq formulations différentes pour trois types de longueurs d'onde et a déjà été acquis par plusieurs géants de l'électronique, de Philips à Toshiba en passant par Hitachi[32, 44].

Une deuxième approche, entreprise par Optware, utilise un multiplexage colinéaire[43]. Le SLM utilisé incorpore un arrangement concentrique du faisceau signal colinéaire avec le faisceau de référence qui est constitué par la couronne périphérique.

L'holographie offre des capacités de stockage très pertinentes, et des débits cohérents, mais l'absence de média ré-enregistrable et le coût élevé de la fabrication du disque pré-enregistré et du lecteur associé sont de sérieuses limitations.

1.1.3 Absorption bi-photonique

L'absorption bi-photonique[60] est un phénomène non-linéaire du troisième ordre au cours duquel deux photons de même fréquence sont simultanément absorbés par un matériau non-linéaire. Les intensités nécessaires à un tel processus sont importantes, on peut ainsi trouver des configurations où deux faisceaux orthogonaux sont utilisés pour cumuler les intensités et mieux contrôler la profondeur de champ. Des lasers impulsionnels peuvent notamment être utilisés comme sources puisqu'ils libèrent des puissances crête importantes. Cette technique permet d'inscrire des données dans des épaisseurs de l'ordre de $150\mu\text{m}$ avec des densités un ordre de grandeur supérieur aux densités surfaciques. La technique est amenée à évoluer, et les densités prévues sont vraiment intéressantes, mais l'aspect système est lourd en positionnement : les débits de lecture et d'écriture sont très lents (4 jours pour écrire un DVD) et les puissances exigées constituent un obstacle difficile à contourner. Le support matériel qui doit contenir les données est souvent constitué de photopolymères, de matériaux à changement de phase, ou de matériaux photoréfractifs (comme ceux utilisés en holographie) tel que le niobate de lithium.

Le phénomène optique à la base de l'enregistrement bi-photonique ouvre des perspectives, mais contraint le système de positionnement à un degré de complexité supplémentaire. Il sera retenu cependant que la non-linéarité optique permet à la densité d'enregistrement de franchir un pas de plus.

1.2 Techniques surfaciques

Comme on a pu l'observer dans la section précédente, les techniques 3D ont pour contrainte principale de trouver le matériau ayant les propriétés adéquates et qui soit compatible avec les contraintes de fabrication industrielle. Dans l'enregistrement en surface, les empilements de couches minces offrent plus de flexibilité et les techniques de réalisation ont acquis une certaine maturité. Ce qui permet, dans une certaine mesure, une innovation plus confortable pour l'enregistrement planaire. De nouvelles techniques, faisant appel à des mécanismes encore inexploités

par les premières générations de disques optiques, émergent.

1.2.1 Enregistrement multiplexé

A la conférence Optical Data Storage 2006 (ODS'06) le professeur de l'Imperial College, P. Török a présenté les résultats obtenus dans le cadre d'un projet SLAM en collaboration avec Philips concernant l'enregistrement optique multiplexé (*Multiplexed Optical Data Storage*, MODS). Plusieurs résultats intéressants sont issus de ce travail. Le multiplexage par polarisation, qui reste un paramètre peu exploité dans le disque optique¹¹, consiste à provoquer une dissymétrie des marques en forme de traits allongés ou bâtonnets et à les orienter différemment avec un certain angle par rapport au sens de la piste. Le signal renvoyé vers le détecteur dépend de cette orientation angulaire. En effet selon la polarisation incidente, la disposition du bâtonnet va influencer sur le type de conditions aux limites locales, elles-mêmes donneront lieu à des coefficients de réflexion différents. Le niveau de réflectivité s'en trouve immédiatement affecté, et le défi de cette technologie consiste à distinguer le plus de niveaux d'intensité du détecteur lorsque l'orientation des marques change. Ce nombre de niveaux est directement lié à la performance du multiplexage, il comporte un aspect ingrat dû à une dépendance logarithmique : il faut coder 16 niveaux (2^4) sur les orientations du même bâtonnet pour disposer de 4 bits sur la même marque (appelée *pit* aussi, Physical Information digiT). Un degré de multiplexage de 80 à 100 niveaux a été réalisé pour des orientations entre 0° et 45° , soit 300 à 400 au total. Ce qui correspond à une densité de stockage multipliée par 8.6 permettrait au disque Blu-ray de stocker plus de 200 Go.

Des améliorations intéressantes ont suivi ce travail sur les MODS, notamment la segmentation du détecteur et l'exploitation d'un signal sensible à la polarisation. Par contre, une continuation logique de cette technique est peu prometteuse : il faut multiplier la taux de multiplexage par 8 pour doubler la capacité de stockage.

Dans cette même thématique qui consiste à faire porter le plus d'information par la même marque, J.J.M Braat, de l'université de technologie de Delft et en collaboration avec les laboratoires de recherche de Philips, met en évidence une configuration de pit particulière[140, 141]. Le but est d'essayer, dans le même espace géométrique qu'occupe une marque classique, de fabriquer un pit qui contient une information sur la topologie. Notamment, il s'agit d'une variation de hauteur de 4 sous-marques lorsqu'on parcourt les sous pits dans le sens azimuthal. Quand un faisceau percute une telle structure en marche d'escalier la lumière acquiert un moment orbital angulaire qui possède une certaine amplitude. Cette amplitude du moment est liée à l'excursion totale du chemin optique entre la sous-marque de plus faible hauteur et la plus haute. La propriété fondamentale du champ à moment orbital non nul, à l'origine du mécanisme de multiplexage, est

¹¹dans le montage classique d'une tête optique, la polarisation est simplement utilisée pour séparer géométriquement le faisceau incident du faisceau réfléchi. L'interaction de la polarisation du faisceau focalisé avec la forme de la marque (cuvette) n'est pas spécifiquement considérée.

qu'il se conserve en champ lointain, même si l'information est codée par des marques à la limite de résolution.

Il sera retenu qu'il existe des propriétés relatives aux ondes électromagnétiques, tel qu'un gradient azimuthal de la phase, pouvant être acquises par le faisceau en interaction avec des objets de dimensions sub- λ et conservant cependant une signature en champ lointain.

1.2.2 TwoDos

Le projet TwoDos (*Two Dimensional Optical Data Storage*, stockage optique bi-dimensionnel) a été initié par une collaboration Philips/Imperial College pour réaliser une lecture de disques optiques par faisceaux multiples. Les N faisceaux parallèles sont générés par un composant diffractant (un réseau), et le défi consiste à réellement lire des données en parallèle et multiplier le débit par N . Chaque rayon réfléchi est alors corrélé avec les faisceaux qui lisent les pistes voisines, et un traitement tout particulier doit être fait sur la distinction entre signal provenant de la piste centrale et des pistes adjacentes (*cross-talk*)[26, 53, 25]. Par ailleurs les pistes ne sont pas séparées, elles sont disposées en lignes sur un pavage hexagonal, ce qui permet de condenser les marques, tout en minimisant le *cross-talk* : un optimum a été trouvé sur la taille de la maille hexagonale. Ainsi cette technique de parallélisme permet d'optimiser à la fois le débit et la capacité du disque optique.

1.2.3 Super-RENS

L'enregistrement surfacique de disques optiques Super-RENS [61, 66, 100, 121] (*Super-REsolution Near-field Structure*) est basé sur un mécanisme qui fait appel à une structure particulière de l'empilement du disque, il est souvent appelé par abus, enregistrement à super-résolution. Il consiste à utiliser les mêmes têtes optiques que pour les CD/DVD/BD mais une structure d'empilement de couches spécifiques, ayant des propriétés qui permettent de détecter des marques plus petites que la limite de résolution. Le facteur de gain en densité ne permettant pas un saut de génération, cette technologie est amenée à occuper le marché intermédiaire de la génération " $3^{1/2}$ ". Le développement de disques Super-RENS, l'un des projets actifs au laboratoire de Stockage Optique (LSO)[67], va inspirer certains aspects pratiques et conceptuels du travail de thèse. L'aspect produit fini et testable des disques super-RENS a servi de laboratoire d'idées très fécondes. La complexité du mécanisme et son lien direct avec le champ proche ont servi à la compréhension de beaucoup de phénomènes faisant appel à l'optique électromagnétique et aux matériaux non-linéaires.

	CD	DVD	Blu-ray	Immersion solide
Longueur d'onde	780nm	650nm	405nm	405nm
Ouverture numérique	0.45	0.6	0.85	1.45-2
Capacité	0.7Go	4.7Go	25Go	150Go

Tab. 1.2: Evolution des paramètres clés du disque optique à travers les générations successives. Le passage du Blu-ray à l'immersion solide se caractérise par le franchissement de la barrière du champ proche.

1.2.4 L'immersion solide

Le système à immersion solide, directement inspiré du microscope à immersion[81], se propose de concentrer le faisceau sur la face plane d'une lentille demi-boule, au lieu de le focaliser directement sur le disque [125, 126, 123, 124, 52]. L'immersion du spot dans un milieu de fort indice implique l'amplification de l'ouverture numérique du système entier. Dans ce sens, cette technologie s'inscrit dans l'évolution naturelle de l'enregistrement de disques optiques : on maintient la longueur d'onde courte à 405 nm et on amplifie l'ouverture numérique (ON) au-delà de l'unité, ce qui permet de dépasser la limite naturelle des objectifs de microscope dans l'air. L'immersion permet d'atteindre des grandes ouvertures numériques en étant limité par l'indice du milieu d'immersion.

La partie des rayons lumineux dont l'angle d'inclinaison dépasse l'angle critique (chapitre 1, p. 45–54 de [19]) génère des ondes évanescentes à l'interface avec l'air. C'est pourquoi la technique est souvent dite champ proche (near-field). Développée majoritairement par les industriels Sony et Philips, cette technique est privilégiée pour la 4^{ème} génération de disques optiques.

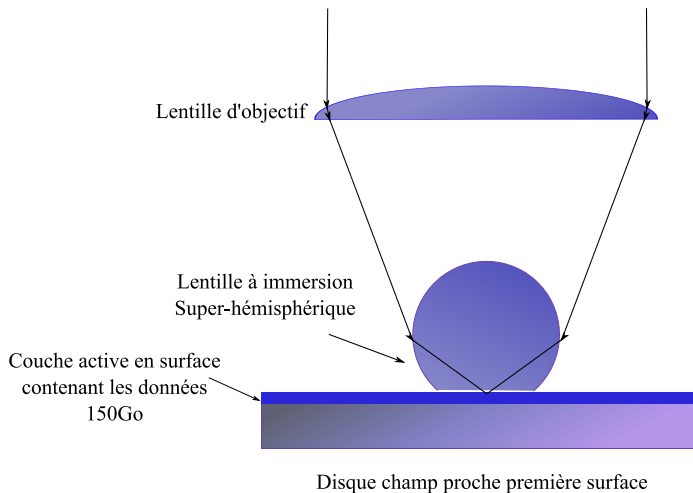


Fig. 1.2: Ce disque contient les données en surface. Il utilise une tête optique d'ouverture numérique très élevée ($ON=1,9$). Elle est composée d'un objectif auxiliaire de focalisation, qui forme un spot virtuel d' $ON=0,45$, lui-même imagé par une lentille à immersion solide à conjugaison de Young-Weierstrass. Le système développe une ouverture numérique totale de n^2 fois celle de l'objectif, où n est l'indice de la SIL. Le matériau utilisé est un verre LaSF35 d'indice $n = 2,086$ à 405nm.

Deux configurations ont émergé, utilisant chacune une lentille à dioptrie sphérique dans une conjugaison différente. La configuration utilisant une lentille super-hémisphérique (ou super-sphérique) est basée sur la conjugaison de Young-Weierstrass, qui refocalise le faisceau incident avec une ouverture numérique plus importante, n^2 fois plus importante exactement. C'est cette configuration qui permet, lorsque l'indice utilisé est grand, d'obtenir les ouvertures numériques les

plus importantes. Le disque optique pouvant être lu ou enregistré à l'aide d'une telle tête optique, contient la couche de donnée en 1^{re} surface. Cette ON atteint une valeur de 1.9, permettant au disque de contenir 150 Go de données sur une seule couche. Le spot étant formé à l'interstice entre la surface inférieure de la lentille (voir figure 1.2) et la face supérieure du disque optique, il est difficile d'envisager *a priori* un multicouche pour l'enregistrement. A moins que l'on considère une couche protectrice comme partie de la lentille à immersion : on diminue l'épaisseur théorique d'une lentille hémisphérique qu'on compense par une couche protectrice de même indice. On peut ainsi focaliser sous la cover-layer. C'est ce qu'accomplit la deuxième configuration de la technologie champ proche, illustrée en figure 1.3.

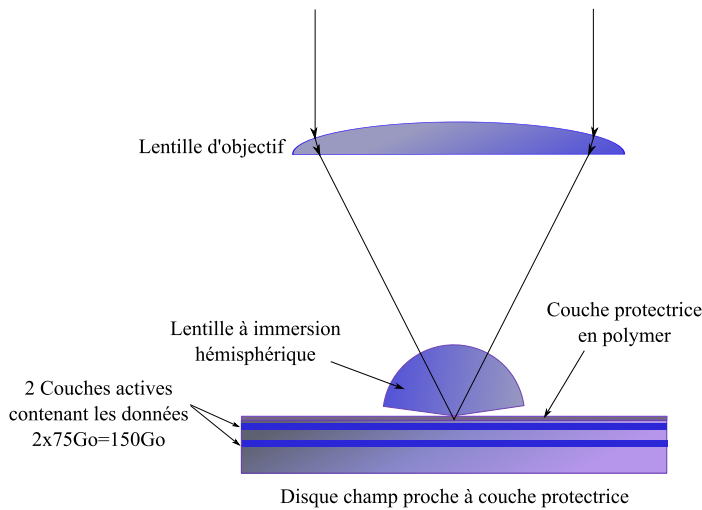


Fig. 1.3: Dans ce disque champ proche, les données sont enterrées sous une couche de protection (cover-layer) de $3\mu\text{m}$ d'épaisseur. L'objectif est ouvert à 0,7, et cette ouverture est amplifiée d'un facteur n , ce qui donne une ON totale du système à 1,45. La densité d'information est relâchée à 75Go par couche, mais le système est capable de focaliser sur une deuxième couche, enterrée sous la première. Ceci est rendu possible grâce à la forte tolérance de la lentille hémisphérique au détriment d'une densité surfacique plus faible. Le disque a une capacité totale de 150Go.

Le système de focalisation est apte à former un foyer sous la couche de protection (épaisse de $3\mu\text{m}$) et à travers la mince couche d'air, d'environ 30nm. Le maintien d'une distance fine entre la lentille et le disque est primordial (voir paragraphe 2.2.3 page 35). Des méthodes très précises ont été développées pour permettre le maintien d'une telle distance lorsque la tête de lecture survole le disque à haute vitesse (à plus de 3000 tours par minute), notamment le GES (*Gap Error Signal*) qui permet de détecter un tel signal relatif à la réflectivité d'une polarisation spécifique à travers le gap d'air. On peut trouver d'autres méthodes basées sur des principes différents, comme la mesure de la capacité électrique (en nano Farad) entre le support de la tête optique et le disque, à travers la mince couche d'air. Cette méthode permettrait de remonter précisément à l'épaisseur.

Une difficulté majeure, associée aussi au problème des poussières accumulées par la tête optique pendant la lecture semblent être en voie de résolution[159]. L'aspect amovible du disque optique est considéré comme un avantage distinctif très important par comparaison aux autres supports de stockage.

Tel est l'état des technologies de stockages pertinentes : une évolution relativement sans rupture pour les disques optiques (voir le tableau 1.2) et un bond technologique pour l'holographie à ne

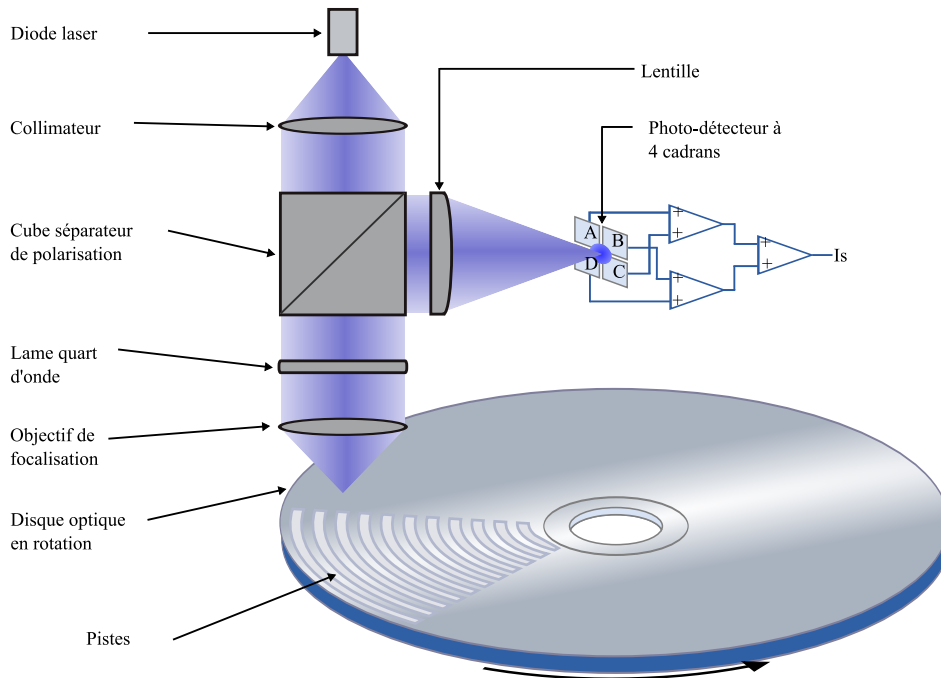


Fig. 1.4: Schéma synthétique d'une tête de lecture de disques optiques. Ses positions axiale et tangentielle sur le disque sont maintenues par des asservissements. La configuration en focalisation est semblable à un microscope à balayage.

pas négliger. Si on se fixe pour objectif de proposer une ou plusieurs améliorations pour les prochaines générations de disques optiques, il est légitime de revenir au modèle de base qui traite de la génération du signal de lecture. Sans être complètement rigoureux, il permettra d'apprécier mathématiquement les paramètres décisifs, et leur importance relative : ouverture numérique de focalisation/collection, cohérence de l'éclairage et cohérence du processus de détection.

1.3 Système de lecture d'un disque optique

Ce paragraphe propose une étude préliminaire d'un système de lecture de disques optiques. Basé sur une méthode scalaire initiée par H. H. Hopkins [48, 49, 50] et C. J. R. Sheppard [115, 116] pour traiter la formation d'images par la diffraction, le modèle se révèle pertinent pour décrire les premières générations de disques optiques. Il a été notamment adapté aux têtes magnéto-optiques [23]. Le système de lecture d'un disque optique appartient à la famille des microscopes à balayage, dont on trouve une étude détaillée des configurations possibles [115].

1.3.1 Le modèle scalaire

Le système complet de lecture des disques optiques (voire figure 1.4) est constitué d'une diode laser émettant un faisceau cohérent, collimaté par une lentille à sa sortie. Ce faisceau traverse un cube polariseur qui transmet la polarisation horizontale—l'autre composante est rejetée en-dehors du trajet optique—pour atteindre un objectif de focalisation qui concentre la lumière sur le disque, dans le plan des structures qui contiennent l'information. Les données sont récupérées

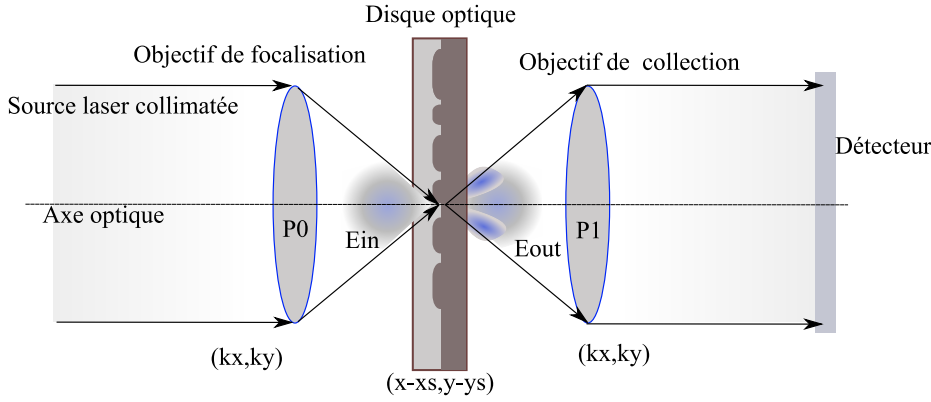


Fig. 1.5: Schéma général d'un microscope optique à balayage. Le disque optique joue le rôle d'échantillon à observer, et se translate orthogonalement à l'axe optique. Les lentilles de focalisation et de collection focalisent de par et d'autre du disque, et cette configuration est équivalente au système en réflexion déplié.

par réflexion du faisceau sur le disque optique, et sont séparées au retour par la polarisation. En effet, l'objectif est équipé d'une lame quart d'onde, qui affecte la polarisation de la lumière à deux reprises : à l'incidence sur le disque et à la réflexion, de manière à ce que la polarisation tourne de 90° . Par conséquent elle est réfléchie sur le cube au lieu d'être transmise. L'émission et la collection dans ce type de système se font par la même lentille. Mais pour des raisons de clarté, il est préférable d'étudier le système déplié : en séparant le processus de focalisation et de collection (voir figure 1.5). Cette dernière est traitée comme une transmission du faisceau à travers l'échantillon.

Le champ E_0 fourni par la diode laser est intercepté par la pupille de l'objectif P_0 pour donner dans le plan du disque un champ E_{in} . On repère le champ dans le plan de la pupille d'entrée de l'objectif (considéré comme une lentille parfaite) par ses coordonnées de vecteur d'onde (k_x, k_y) . Proportionnelles aux cosinus directeurs, les coordonnées de chaque point de la pupille génère dans le plan du foyer une onde plane qui prend la forme de $E_0 e^{i(k_x x + k_y y)} e^{ik_z z}$ [42]. Le contenu fréquentiel (spectre angulaire) est donné par les coordonnées spatiales de la pupille (u, v) , par

$$\begin{bmatrix} k_x \\ k_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} u/R \\ v/R \end{bmatrix} \cdot k_0 \cdot \text{ON} \quad (1.2)$$

où R est le rayon de la pupille, $k_0 = 2\pi/\lambda$ est le vecteur d'onde de la lumière dans le vide, et ON l'ouverture numérique de la lentille.

Dans la suite, la conjugaison de la lentille de l'objectif est traitée dans le cadre de l'approximation de Fraunhofer [42]. On considère, entre autres, que les rayons sont faiblement inclinés par rapport à l'axe optique. par conséquent il existe un lien de transformée de Fourier entre la distribution du champ dans le plan focal et celui de la pupille. Un facteur quadratique de phase précède l'intégrale en toute rigueur, mais son influence sera négligée car l'accent sera mis sur

l'analyse fréquentielle du système. Le champ dans la région focale s'écrit alors :

$$E_{in}(x, y) = \int \int E(k_x, k_y) P_0(k_x, k_y) e^{-i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (1.3)$$

Cette expression est valable dans le cadre des systèmes à très faible ouverture numérique. Lorsque le champ incident sur la pupille E_0 est uniforme, la résultante est la transformée de Fourier (TF) de la fonction pupille de l'objectif. Elle-même appelée réponse impulsionnelle de l'objectif et notée h_0 . Dans le cas courant d'une ouverture circulaire, $|h_0|^2$, la répartition de l'intensité dans le plan du disque est la fonction d'Airy [42, 29, 113].

Dans le cas où le champ incident n'est pas uniforme, le champ incident sur le disque optique est la convolution de la réponse impulsionnelle par la TF du champ E_0 :

$$E_{in}(x, y) = TF\{E_0\}(x, y) * h_0(x, y) \quad (1.4)$$

Le signe $*$ signifie le produit de convolution entre fonctions [68]. En sortie du disque, le champ est modifié par la réflectivité et le champ sortant $E_{out}(x, y) = E_{in}(x, y) \cdot r(x - x_s, y - y_s)$ où r est une fonction complexe¹² de la réflectivité du disque, et (x_s, y_s) sont les coordonnées du point du disque centré sur l'axe optique. Le disque est balayé dans le plan orthogonalement à l'axe optique et sa position est repérée par (x_s, y_s) , donc sa fonction de réflectivité suit cette translation. Le champ diffracte alors sur le disque et un champ $E_{det}(k_x, k_y)$ atteint alors la pupille de sortie du système. Il vaut :

$$E_{det}(k_x, k_y) = P_1(k_x, k_y) \cdot \int \int E(x, y) e^{i(k_x x + k_y y)} dx dy \quad (1.5)$$

où P_1 est la pupille de l'objectif de collection, et s'exprime aussi avec les coordonnées de pupille (k_x, k_y) . Le signal reçu sur le détecteur est l'intégrale de l'intensité incidente I sur la surface efficace du détecteur : pour une position du disque (x_s, y_s) , on peut exprimer l'intensité totale par

$$I(x_s, y_s) \propto \int \int |E_{det}(k_x, k_y)|^2 dk_x dk_y \quad (1.6)$$

Cette dernière égalité éloigne le système de lecture de la microscopie conventionnelle, car la répartition du champ dans la pupille de collection n'est pas retenue, mais seulement son intégrale. En effet, à chaque position du disque (x_s, y_s) est associée une valeur de photocourant I . Il n'y a pas vraiment d'imagerie, si ce n'est la correspondance le long d'une piste entre la réflectivité et le signal $r(x - x_s, y - y_s) \mapsto I(x_s, y_s)$.

Cette expression de l'intensité en fonction de la position du disque va être analysée dans le

¹²Il est sous-entendu que le disque optique appartient à la classe d'objets d'amplitude ou de phase que l'on peut décrire par une fonction de la position, indépendamment de l'inclinaison θ du rayon incident. Cette hypothèse s'inscrit dans l'approximation scalaire qui considère que ces angles d'inclinaison varient peu de part la faible valeur de l'ouverture numérique.

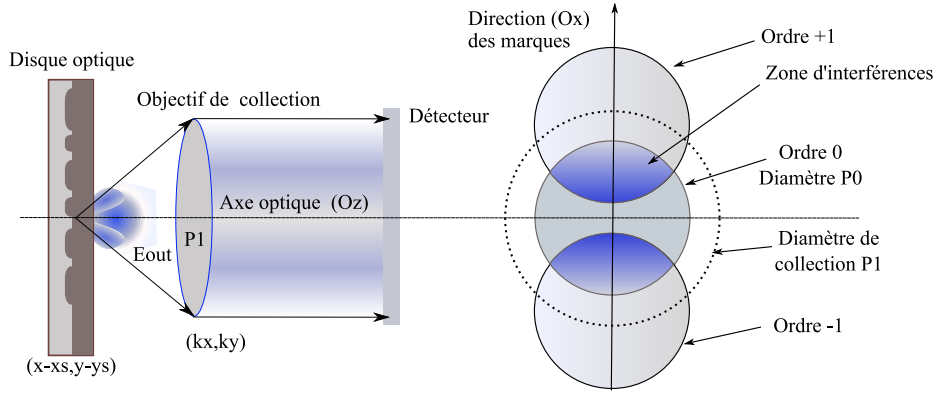


Fig. 1.6: Aspect de l'intensité dans le plan du détecteur lorsque l'objet est un réseau de diffraction.

paragraphe suivant. La formulation va être décomposée pour faire ressortir les paramètres qui qualifient la performance du système.

1.3.2 Qualité de signal

La qualité de signal peut être définie comme fidélité de la variation du photocourant du détecteur aux changements de réflectivité du disque optique lorsque celui-ci est balayé. C'est donc cette quantité de modulation par rapport au fond constant¹³ du signal qui contient l'information : c'est la notion de contraste. Le contraste est spécifique à une fréquence de modulation liée à la taille des marques et à la vitesse de balayage du disque. La fonction qui associe à chaque fréquence des marques du disque le contraste correspondant est la fonction de transfert de modulation.

Le formalisme de Fourier adopté dans ce modèle se prête particulièrement à l'étude d'objets périodiques ou monofréquentiels (la fréquence est l'inverse de cette période). On considère alors un réseau sinusoïdal de réflectivité $r = r_0(1 + \sin 2\pi f_0(x - x_s))/2$, présentant une modulation spatiale de fréquence f_0 . Lorsque cet objet glisse le long de l'axe x par exemple, l'intensité est modulée aussi dans le temps, et le transfert de cette modulation est multiplié par un facteur m , qui est la valeur de la fonction de transfert de modulation prise en f_0 . Par conséquent, le signal s'écrit $I(t) = I_0(1 + m \sin 2\pi \nu t)/2$. Le calcul de m , détaillé dans [37] relève d'un cas particulier de la fonction de transfert de modulation. Sans rentrer dans le détail du calcul (pp. 8-24 de [37]), la diffraction du faisceau sur le réseau donne lieu à des ordres de diffraction, dont principalement les ordres 0, -1 et +1 rentreront en compte. L'ordre 0 ne contient aucune information sur la période du réseau¹⁴, seuls les ordres ± 1 vont apporter cette information. La modulation du signal est égale au poids de ces deux ordres de diffraction par rapport à l'ordre 0 (voir figure 1.6). En effet, l'ouverture de la pupille va influencer sur la part des lobes ± 1 qu'elle pourra intercepter. Plus cette pupille est ouverte, plus significative sera la modulation du signal. Finalement, la quantité qui importe est l'aire des intersections avec le lobe d'ordre 0, interceptée par l'aire de la pupille

¹³Le fond constant provient de la réflexion moyenne (celle de l'ordre nul) et des bruits divers qui peuvent entacher le signal.

¹⁴Ou du moins elle n'est pas exploitée.

de collection[37].

L'intégration sur toute la surface du détecteur signifie que la distribution dans le plan, de l'information relative au réseau de diffraction importe peu. Seule importe la quantité relative. Le système s'écarte pour cette raison de l'imagerie conventionnelle, qui tente de restituer l'intensité du champ émis par l'objet.

Cette interprétation du signal de marques monotones (réseau) sur le disque optique est pratique pour déterminer par exemple la fréquence de coupure du système. On considère toujours que l'information est portée par les ordres ± 1 de diffraction, et que la dernière (la plus haute) fréquence de réseau pouvant entrer dans le système correspond à la disparition de la zone d'interférence, à savoir que l'écart centre à centre des lobes 0 et $+1$ ($k_{\text{réseau}}$) est égal à deux fois le diamètre du lobe centrale ($2k_0\text{ON}$), soit p_{min} la plus courte période de réseau acceptable par le système, on a

$$p_{\text{min}} = 2\pi/k_{\text{réseau,max}} = \lambda/2\text{ON} \quad (1.7)$$

où ON est l'ouverture numérique de l'objectif de focalisation.

Cependant, en termes de performances globales du système, ce paramètre est critique mais insuffisant. On peut améliorer un système de lecture sans altérer sa fréquence de coupure : par exemple en faisant mieux passer (avec une meilleure modulation) les fréquences inférieures à la fréquence de coupure. Il faut observer le comportement de la fonction de transfert de modulation (FTM) pour toutes les fréquences pour déterminer les performances du systèmes.

D'après l'équation 1.6, en remplaçant l'expression de E_{det} :

$$I(x_s, y_s) = \iint |P_1(k_x, k_y)|^2 \iint \left| TF\{E_0\}(x, y) * h_0(x, y) \cdot r(x - x_s, y - y_s) e^{i(k_x x + k_y y)} \right|^2 dx dy dk_x dk_y \quad (1.8)$$

Nous allons simplifier cette expression en adoptant certaines hypothèses adéquates : le champ incident E_0 sur la pupille d'entrée sera considéré comme une onde plane, donc sa TF comme une fonction de Dirac, dont la convolution laisse stable la réponse impulsionnelle de l'objectif de focalisation.

En réarrangeant les exponentielles comme indiqué dans le chapitre 3 des travaux de P.W. Nutter [93], on arrive à l'expression suivante :

$$I(x_s, y_s) = \iint h_0(x, y) r(x - x_s, y - y_s) h_0^*(x', y') r^*(x' - x_s, y' - y_s) f_1(x - x', y - y') dx dy dx' dy' \quad (1.9)$$

où f_1 est définie comme la transformée de Fourier de la fonction pupille de collection en intensité P_1 : $f_1(x, y) = \iint |P_1(k_x, k_y)|^2 e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y$. Les aberrations, perturbations en phase ou un

défaut de mise en point n'altèrent en rien la fonction f_1 , donc les performances du système. Ce qui n'est pas le cas de l'objectif de collection, où la réponse impulsionnelle en amplitude intervient directement. Dans un système de lecture de disques optiques, une perturbation de phase qui affecterait la distribution de champ sur l'objectif de collection (aberrations, lame de phase) n'influe pas sur le signal, car seule le module carré de P_1 importe.

Dans l'équation 1.9 qui gouverne la réponse du système, ramenée au cas 1D, les réponses de l'objectif h_0 et h_0^* sont évaluées respectivement en (x, y) et (x', y') , le produit est non nul uniquement si $|x - x'|$ est assez petit, et à la condition supplémentaire que f_1 soit assez ouverte (non nulle en $|x - x'|$). La pupille de collection ne limite pas le système si elle est moins ouverte que la pupille de collection.

La fonction du disque optique r pourra être particularisée en une fonction de Dirac : $r(x - x_s, y - y_s) = \delta(x - x_s, y - y_s)$, indiquant qu'on analyse le signal transmis par un trou infiniment fin qu'on glisse dans le plan du disque pendant qu'on observe le signal produit. En spécifiant cette fonction, I devient la réponse impulsionnelle de l'ensemble du système :

$$I_{imp}(x_s, y_s) = |h_0(x_s, y_s)|^2 f_1(0, 0) \quad (1.10)$$

$f_1(0, 0)$ est l'énergie totale que la pupille de sortie peut collecter, et affecte la hauteur maximale de la fonction de transfert optique, FTO=TF $\{I_{imp}\}$. On définit la fonction de transfert de modulation, FTM comme le module de la fonction de transfert optique[42], dont la largeur est donnée par la largeur inverse (effet approximatif d'une TF) de I_{imp} . C'est finalement la finesse de la fonction $|h_0(x_s, y_s)|^2$ qui détermine la qualité du système.

On peut constater que le processus d'intégration de l'intensité sur le détecteur amoindrit le rôle de l'objectif de collection. Ainsi, sa qualité d'imagerie devient superflue, puisque toute l'énergie qu'il peut intercepter est sommée en un seul pixel. Il ne risque donc pas de dégrader la qualité du signal, à moins que son ouverture (l'étendue de la fonction P_1) soit plus restreinte que celle de la focalisation. Cette constatation provient de l'étude du système déplié ; en réalité elle n'est jamais vérifiée car l'objectif de focalisation (de bonne qualité) est aussi utilisé pour la collection.

Le processus de formation du signal I , à la fois simple et robuste, associé à l'amovibilité caractéristique du disque optique justifie la continuité de la recherche dans cet axe. Or la technologie du champ proche qui s'inscrit dans cette continuité peine à produire une rupture en termes de capacité de stockage et de débit. C'est la raison pour laquelle le disque holographique est un concurrent sérieux. Il faut donc établir l'état de l'art limite du disque champ proche, pour cela des améliorations doivent y être apportées sans pour autant rompre le fonctionnement. La direction est celle qui consiste à confiner au mieux la réponse de l'optique de focalisation $|h_0(x_s, y_s)|^2$, afin d'améliorer l'ensemble du système de lecture et d'écriture.

Ce travail sera effectué sur le système de la 4^{me} génération à très forte ouverture qui utilise

l'immersion solide. L'expression générale 1.9 page 18, découle d'une approximation scalaire, valable pour les faibles ouvertures, ce qui justifie un effort particulier consacré à un calcul plus exact de cette fonction. Celui-ci mènera par la suite à l'utilisation des propriétés vectorielles intrinsèques à la lumière. Par ailleurs, le système à immersion donne l'opportunité de travailler sur une conjugaison intermédiaire qu'effectue la lentille à immersion, celle-ci sera exploitée pour optimiser encore le système.

J'affirme que le sentiment religieux
cosmique est le motif le plus puissant et
le plus noble de la recherche scientifique.

Albert Einstein, Extrait de Ideas and
Opinions

Chapitre 2

Améliorations du système à immersion solide

Le phénomène de focalisation d'ondes électromagnétiques va être au coeur de ce chapitre et une description exacte s'impose. Or le modèle scalaire trouve ses limites aux fortes ouvertures numériques : il reste précis quant au profil énergétique mais s'avère incapable de rendre compte des effets purement vectoriels. Ces effets seront exploités pour réduire la taille du spot au foyer d'un objectif. Par ailleurs le processus d'immersion solide sera présenté comme une évolution naturelle du système et étudié. L'analyse conduira à modifier la nature de la lentille à immersion et une conjugaison stigmatique originale sera proposée à cet effet. Ce travail se concrétise en un nouveau type de lentilles à immersion qui a fait l'objet d'un brevet. La dernière partie de ce chapitre, prospective, établira un lien entre les états de polarisation dans la région focale et le confinement du champ. Tous ces éléments du système, y compris l'empilement du disque optique, seront portés à contribution afin de porter le système à immersion solide à ses meilleures performances.

The real glory of science is that we can find a way of thinking such that the law is evident.

Lectures on Physics, Fermat's Principle.

R. Feynman

2.1 Phénomène de focalisation optique

Le premier chapitre indique que la réponse impulsionnelle de l'objectif de focalisation est primordiale. La réponse impulsionnelle I_{imp} est directement proportionnelle à la distribution d'énergie au foyer de l'objectif. C'est donc dans la compréhension du phénomène de focalisation que réside un des moyens d'optimiser le système de lecture.

2.1.1 Réponse impulsionnelle et filtre fréquentiel

La réponse impulsionnelle, notée PSF (*point spread function*) décrit la nature complexe du phénomène de focalisation. Cette notion est liée à la résolution du système qu'elle décrit. En effet, elle caractérise tout système linéaire par sa réponse à l'ensemble des fréquences simultanément. Pour un signal électrique ceci signifie la réponse à une impulsion infiniment courte, car naturellement composée de la superposition d'une infinité de signaux sinusoïdaux de toutes les fréquences et d'amplitudes égales. En optique de Fourier, une fréquence est spatiale et non temporelle, et il est possible d'y associer un angle d'inclinaison θ qu'on attribue abusivement à un rayon lumineux, dans le cas simple d'une conjugaison infini-foyer (focalisation). Plus rigoureusement, à une onde plane de composante transverse $k_x = k_0 \sin \theta$ du vecteur d'onde $\vec{k} = (k_x, k_z)$ on associe une fréquence spatiale égale à $k_x/2\pi = \sin \theta/\lambda$. Donc la PSF d'un tel système s'obtient en éclairant de manière uniforme toute la pupille, produisant de manière équilibrée toutes les inclinaisons et donc les fréquences possibles. Il est généralement admis que le champ image obtenu par un système optique est la convolution du champ de la PSF. Ainsi la finesse de la PSF est directement liée à la résolution du système optique en terme d'imagerie.

Comme décrit dans la référence [42] :

Thus in general case, for a diffraction-limited system we can regard the image as being a convolution of the image predicted by geometrical optics with an impulse response that is the [Fraunhofer] diffraction pattern of the exit pupil.

Ainsi, dans le cas général, pour des systèmes limités par la diffraction, l'image formée peut être vue comme convolution de l'image géométrique par une réponse impulsionnelle qui est la figure de diffraction [de Fraunhofer] de la pupille de sortie.

$$E_{\text{im}}(x, y) = \iint h_0(x - x_o, y - y_o) \cdot E_{\text{ob}}(x_o, y_o) dx_o dy_o \quad (2.1)$$

Avec E_{im} l'amplitude du champ dans le plan image de coordonnées (x, y) et E_{ob} est l'amplitude du champ objet défini sur un plan $Ox_o y_o$. h_0 représente la réponse impulsionnelle de l'optique d'imagerie, définie au chapitre précédent. Optimiser la réponse impulsionnelle $I_{\text{imp}} = |h_0|^2$ est équivalent, dans notre cas, à améliorer la résolution en imagerie de l'objectif de focalisation. De surcroît, un tel système optique permet le lien direct entre l'angle d'inclinaison d'une onde plane et la fréquence spatiale qu'elle porte.

2.1.2 Influence d'un multicouche sur le système

Les têtes optiques fonctionnant de plus en plus à haute ouverture numérique, les effets vectoriels de la lumière deviennent notables. On adoptera par conséquent un modèle de diffraction vectoriel pour traiter le phénomène de focalisation. Par ailleurs ce modèle se révélera pertinent pour évaluer et quantifier avec exactitude les améliorations. Enfin, nous verrons que ce modèle est indispensable dans le cas des matériaux aux propriétés constitutives négatives ($\epsilon, \mu < 0$).

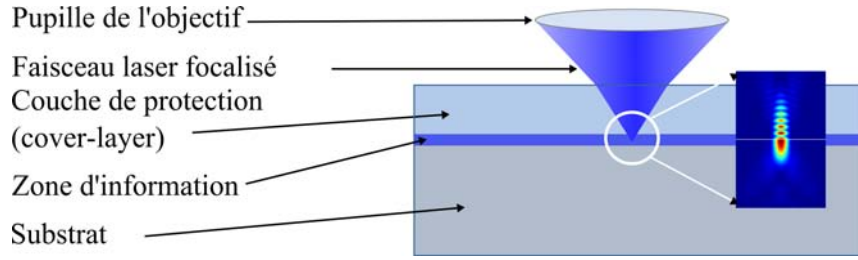


Fig. 2.1: Fonctionnement d'une tête optique à forte ouverture numérique, focalisant le faisceau incident dans la couche active, à travers la couche de protection (*cover-layer*). La sous-figure illustre l'allure réelle de l'intensité du champ dans la région focale.

Un objectif de focalisation génère un cône lumineux dont l'angle au sommet (illustration en figure 2.1, noté θ détermine son ouverture numérique $ON = n \sin \theta$, n étant l'indice de réfraction du milieu où le cône est immergé. Ce dernier canalise le flux de photons à la sortie de l'objectif qui sont confinés au sommet du cône (appelé *waist*) où la distribution d'amplitude présente un maximum. De même chaque vecteur d'onde qui compose le cône lumineux arrive en phase au point focal, donc toutes les ondes planes interfèrent constructivement (somme d'amplitude) en ce point. On dit alors que la focalisation est limitée par la diffraction, ultime mécanisme qui empêche la concentration de la lumière en un point unique. Dans ce cas la distribution d'énergie au point focal ne dépend que de la structure d'éclairage et de l'ouverture numérique du système.

Lorsqu'une tête de lecture focalise un faisceau lumineux sur un disque optique, deux espaces sont à prendre en compte. La couche de protection diélectrique (*cover-layer*) épaisse de quelques centaines de microns, introduit des aberrations principalement sphériques [19]. Celles-ci sont pré-compensées dans l'objectif, donc le cône lumineux retrouve la structure de phase de la focalisation parfaite. Le deuxième espace à considérer est le multicouche qui constitue le disque optique : il s'agit généralement d'une couche active absorbante encapsulée (de part et d'autre) par un diélectrique. Ces couches sont fines, chacune fait entre 10 nm et 20 nm d'épaisseur, et ne provoque pas d'aberrations notables.

D'autre part, l'ouverture numérique (ON) est conservée lorsque le faisceau traverse un empilement de couches disposées parallèlement. En effet, la conservation de la composante transverse du vecteur d'onde est assurée par la loi de réfraction de Descartes : $ON = n_i \sin \theta_i = n_{i+1} \sin \theta_{i+1}$, n_i étant l'indice de la i^{me} couche dans laquelle le rayon est incliné de θ_i par rapport à la normale.

Ainsi, la compensation de l'aberration introduite par la couche protectrice du disque optique, et la faible épaisseur de la couche active et des couche encapsulantes assurent une perturbation minime sur la qualité de focalisation de la tête optique.

Nous allons pouvoir analyser la focalisation électromagnétique en utilisant l'ON et la longueur d'onde dans une configuration idéale, libre de toute aberration.

2.1.3 Limites intrinsèques

La focalisation parfaite de la lumière par un objectif de microscope provoque une concentration de la lumière à la limite de résolution. Lorsque l'objectif de focalisation est parfait, d'ouverture numérique unité, le confinement du champ électromagnétique s'effectue dans une zone de l'ordre de $\lambda/2$. Cette taille est attribuée à la nature corpusculaire de la lumière, à savoir qu'un grain de lumière, le photon, est aussi une particule : objet de la mécanique quantique. Dans le cadre de cette conception quantique, on associe à la particule du photon deux quantités, sa position et son moment (appelé aussi quantité de mouvement). Sa position est définie indirectement par le centre de sa fonction d'onde, une fonction dont le module carré indique la probabilité de présence de la particule. Par ailleurs cette notion de non localité, induite par la fonction d'onde infiniment étendue, est présente dans le principe de Fermat[19] qui stipule que la rayon lumineux prend le chemin le plus court entre deux points, parmi toute les autres possibilités.

Pour définir la limite intrinsèque de confinement du photon Δx , il nous faut écrire son sa quantité de mouvement¹, qui constitue, avec la position deux quantités étant deux variables réciproques en électromagnétisme et deux opérateurs complets (non commutant) en mécanique quantique. La connaissance de l'une renseigne l'autre.

L'écriture du moment d'une particule est controversée. Minkowski[88] propose de traduire l'aspect ondulatoire on écrivant que la longueur d'onde est la longueur parcourue par le photon pendant une période : $\lambda = (c/n)T$,² et exprime l'aspect corpusculaire par le quantum d'énergie $E = \hbar\omega = h/T$. On applique la formule de De Broglie $p = h/\lambda = E \cdot T/(c/n)T = nE/c$. La quantité p étant le moment d'une particule de longueur d'onde λ . Comme le montre ce mode de calcul, les aspects corpusculaire et ondulatoire de la lumière sont inséparables. Le [27] ajoute : *l'onde permettant de calculer la probabilité pour qu'un corpuscule se manifeste.*

¹La quantité de mouvement, ou moment de la particule \mathbf{p} est lié au vecteur d'onde par $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$. La notion de moment, peu intuitive, est associée à une vitesse lorsque la particule possède une masse, et plus généralement à une direction locale de mouvement. Sur une trajectoire le moment en un point est représenté schématiquement par une flèche superposée à la tangente de la courbe, et représentant la direction de mouvement. La norme de ce vecteur est la quantité de mouvement, aussi cette quantité s'obtient en mécanique classique par dérivation.

²Cette écriture suppose que la vitesse de la lumière dans un milieu est divisée par un nombre n qui désigne son indice de réfraction. Bien que naturelle, c'est une loi démontrable, notamment dans le Vol.1, Chap.31[36]. Le champ total dans un matériau s'écrit comme somme du champ incident et d'un champ rayonné par les atomes, considérés comme oscillateurs à la fréquence ω_0 , et le champ transmis est finalement mis sous forme d'un champ retard d'un chemin optique égal à nd , d étant l'épaisseur du milieu et n l'indice de réfraction qui dépend des propriétés du matériau.

D'autre part, Max Abraham[3] décline une version relativiste en écrivant la relation d'équivalence masse énergie : $E = mc^2$ mais faisant abstraction de la masse dans la quantité de mouvement : $p = mv$ il écrit $p = (E/c^2)(c/n) = E/nc$.

Cette écriture vérifiée expérimentalement pour des atomes, se révèle être fausse pour le photon. Par contre celle de Minkowski est vérifiée et adoptée par une large communauté scientifique, notamment dans l'étude des pinces optiques[6]. Il est certes évident de remettre en cause la pertinence de l'équation d'Einstein qui concerne les corps ayant une masse, mais sa vérification expérimentale est troublante pour les atomes. Aussi peut-on oser une formule équivalente pour le photon en admettant $E = m(c/n)^2$ où m est une masse équivalente qu'aurait un photon se propageant dans un milieu d'indice n . Dans ce cas les deux écritures se rejoignent. Mais dans la relation d'Einstein, c ne désigne pas la vitesse d'une particule mais la constante universelle qu'est la célérité de la lumière.

L'écriture du moment cinétique du photon est cruciale, car elle intervient directement dans l'expression de la relation d'incertitude d'Heisenberg[83]. Plus précisément la position et le moment sont deux variables conjuguées, de la même fonction d'onde Ψ . Connaître l'étendue de la fonction des moments permet de prédire l'étendue de la fonction d'onde dans l'espace réel : à savoir, la répartition de la présence du photon. La relation d'incertitude d'Heisenberg stipule que la mesure des deux quantités simultanément est limitée en précision : si la mesure de la composante x du moment \vec{p} est faite avec une incertitude Δp_x , alors la mesure de la position x se fait au mieux à $\Delta x = h/\Delta p_x$. Prenons alors l'incertitude maximale sur le moment du photon \vec{p} dans un milieu d'indice n comme étant $p_{x,max} - p_{x,min}$, soit l'écart entre les valeurs maximale et minimale du moment transverse atteintes pour un faisceau complètement ouvert (ON=1). Cet écart vaut $2n\hbar\omega/c = 2n\hbar k_0$. Dans ce cas de dispersion maximale du moment, la mesure sur la position est la plus précise, on trouve alors sur $\Delta x \geq \lambda/2n$.³ Ainsi un milieu d'indice fort confine la fonction d'onde du photon. On repousse cette limite intrinsèque de confinement de $\lambda/2n$ en changeant le milieu d'immersion, mais on modifie le comportement des ondes dans l'espace des moments. La technique de l'immersion solide est totalement concernée par ce cas, et apparaît la solution naturelle au confinement de la fonction d'onde du photon.

³La relation d'incertitude d'Heisenberg, sous sa forme rigoureuse considère une fonction (d'onde) Ψ appartenant à la famille des fonctions d'énergie finie $L^2(\mathbb{R})$ car la probabilité totale de présence de la particule $\int |\Psi(x)|^2 dx = 1$. Cette hypothèse est suffisante, sans autres considérations de mécanique quantique, à démontrer la relation qui lie les dispersions en moment et en position à l'énergie totale de la particule Ψ .

$$\int |\Psi(x)|^2 dx \leq 2\pi \sqrt{\int p^2 |\tilde{\Psi}(p)|^2 dp} \sqrt{\int x^2 |\Psi(x)|^2 dx} \quad (2.2)$$

On peut en trouver une belle démonstration basée sur l'inégalité de Cauchy-Schwartz dans [40], ainsi qu'une variante originale dans [18].

2.1.4 Limite de résolution du système de lecture

La limite de résolution du système de lecture tend vers la limite intrinsèque du photon discutée plus haut lorsque le système est idéal. Mais le système possède sa PSF propre (cf. 2.1.1 page 24), et sa résolution peut être décrite par l'allure d'une courbe de MTF (*modulation transfer function*, fonction de transfert de modulation) définie comme la transformée de Fourier de la PSF. La MTF[42] indique comment se perd le contraste en fonction de la fréquence du motif présent sur le disque, sa période étant l'inverse de cette fréquence.

Cette perte de contraste est souvent progressive, jusqu'à une certaine valeur de fréquence spatiale où la modulation est nulle. La période correspondant à cette fréquence limite ou fréquence de coupure est dite la limite de résolution du système. Pour Ernest Abbe qui considère la dernière fréquence apte à rentrer dans un système de collection ouvert géométriquement à un angle θ et immergé dans un milieu d'indice n . Cette fréquence k_x correspond au rayon lumineux le plus incliné et s'écrit : $k_x = nk_0 \sin \theta$. Dans l'espace réel, le détail relatif à une telle fréquence de coupure est $\Delta x = \pi/k_x = \lambda/(2n \sin \theta)$. Cette formule, commode pour la détection, donne la taille du plus petit objet observable avec un tel système, en l'absence de bruit. L'ouverture géométrique amplifiée par l'indice du milieu ambiant⁴ est appelée ouverture numérique $ON = n \sin \theta$. On peut donc réécrire la limite précédente $\Delta x = \lambda/2ON$. Cette limite classique indique les lois de variation de la résolution avec les paramètres du système : longueur d'onde, indice d'immersion et ouverture de l'objectif. Ce sont précisément ces paramètres qui ont évolué à travers les générations de disques optiques : voir figure ?? page ??.

Même si le critère d'Abbe est le plus adapté au système, d'autres conventions existent, comme le critère de Rayleigh. Celui-ci, adapté à l'imagerie visuelle, considère la distance minimale entre deux PSF qui permet une nette distinction visuelle. Cette distance dépend de la largeur de la PSF (et donc de sa nature) et reste un principe commode à l'observation, et équivalent au premier.

Ainsi par rapport à la limite corpusculaire, le système apporte une limitation supplémentaire qui se traduit par un facteur $1/\sin \theta$ sur la quantité Δx . Cet angle correspond à celui du cône que génère l'objectif de focalisation. C'est donc le type de conjugaison qui est à l'origine de cette limitation. L'immersion apparaît comme solution immédiate pour améliorer le système. En microscopie, l'immersion liquide est largement répandue, mais conviendrait difficilement à un disque tournant. Par contre l'immersion solide est moins rédhibitoire, même si elle présente d'autres contraintes. Elle a été introduite dans les systèmes de lecture par Mansfield et Kino [81, 82], sous la forme d'une lentille demi-boule.

L'immersion solide associée à l'introduction d'une lentille supplémentaire offre l'opportunité de manipuler une autre conjugaison intermédiaire dans des conditions de forte ouverture numérique.

⁴l'indice où l'onde est immergée influe sur sa capacité de confinement - voir partie immersion. Une onde peut être considérée immergée dans un milieu d'indice n alors que son foyer est géométriquement en dehors, il faut prendre en compte une marge dite champ proche, d'une ampleur égale à $\lambda/2\pi$.

Nous allons d'abord étudier l'apport de l'immersion au système de lecture et comment le champ proche s'y trouve impliqué.

2.2 Principes de l'immersion solide

Dans cette partie, la technique de l'immersion solide pour la lecture des disques optiques sera traitée et les mécanismes à l'origine de ses performances analysés. Une nouvelle formulation générale de la lentille à immersion permettra d'améliorer le système.

2.2.1 Le but de l'immersion solide

L'apport de l'immersion à la propagation des ondes électromagnétiques se résume à l'augmentation du vecteur d'onde. Dans un milieu isotrope linéaire les équations de Maxwell aboutissent à l'équation d'onde de Helmholtz lorsqu'on décrit le rotationnel du rotationnel des champs \mathbf{E}, \mathbf{B} :

$$(\nabla^2 + \epsilon\mu\omega^2)(\mathbf{E}, \mathbf{B}) = 0 \quad (2.3)$$

L'onde plane progressive dans la direction \mathbf{k} , $e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}-i\omega t}$ doit avoir un vecteur d'onde vérifiant l'équation de dispersion :

$$k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = \epsilon\mu\omega^2 = \epsilon_r\mu_r\omega^2/c^2 \quad (2.4)$$

où avec $n = \sqrt{\epsilon_r\mu_r}$ étant l'indice de réfraction du milieu. La propagation du champ entre deux plans $0 \rightarrow z$ peut se faire en utilisant la décomposition en ondes planes, appelée aussi le spectre angulaire⁵. Le spectre angulaire se propage de $0 \rightarrow z$ en multipliant $\tilde{\Psi}$ par une phase⁶ $e^{ik_z z}$, Ψ étant une quelconque composante du champ. On écrit alors classiquement que la répartition du champ dans le plan z est :

$$\Psi(x, y, z) = \iint \tilde{\Psi}(k_x, k_y, z=0) e^{i(k_x x + k_y y + k_z(k_x, k_y)z)} dx dy \quad (2.5)$$

soit le spectre angulaire du champ $\tilde{\Psi}$ au plan 0 "propagé" jusqu'au plan z par le coefficient adéquat $e^{ik_z(k_x, k_y)z}$ [28, 56]. Ainsi dans le plan du spectre angulaire ($z = 0$), l'ensemble des

⁵L'onde plane est une onde dont on connaît avec une précision infinie le moment photonique transverse (k_{x0}, k_{y0}) , donc la direction de propagation, la dernière composante étant déterminée par la relation de dispersion $k_{z0}^2 = \epsilon\mu\omega^2 - k_{x0}^2 - k_{y0}^2$. Cette représentation occupe un point dans le plan des moments, ce qui donne au sens des distributions $\tilde{\Psi}(k_x, k_y) = \delta(k_x - k_{x0}, k_y - k_{y0})$, mais possède une dispersion de la position d'étendue infinie afin de vérifier l'équation 2.2.

⁶Ce terme de phase peut comporter un terme d'atténuation, à moins que le milieu soit transparent ($\sqrt{\epsilon\mu} \in \mathbb{R}$) et que le module du moment transverse $\sqrt{k_{x0}^2 + k_{y0}^2}$ de l'onde soit inférieur au moment total $|\sqrt{\epsilon\mu}|\omega/c$. Dans ce cas l'onde se propage en accumulant une phase, mais plus généralement un facteur d'atténuation accompagne la phase $e^{ik'_z z} e^{-k''_z z}$, $k_z = k'_z + ik''_z$.

points (k_x, k_y) qui se trouvent à l'intérieur d'un cercle⁷ de rayon $n\omega/c$ ont un coefficient de propagation $k_z = \sqrt{(n\omega/c)^2 - (k_x^2 + k_y^2)}$ réel, ce qui leur permet une propagation en champ lointain, à une distance virtuellement infinie. Ceci n'est pas le cas pour les hautes fréquences du spectre angulaire, qui sortent du disque en question $\sqrt{(k_x^2 + k_y^2)} \geq n\omega/c$. Celles-ci génèrent des ondes évanescentes ne pouvant pas forcément être acheminées dans le plan z car l'amplitude y est égale à $e^{ik'_z z} e^{-k''_z z}$, où k'_z et k''_z sont respectivement les parties réelle et imaginaire de k_z . Le contenu fréquentiel de ce disque de référence dans le spectre angulaire est seul apte à atteindre avec la même amplitude un plan quelconque z , dans lequel il sera restitué par une transformée de Fourier. L'étendue de cette zone propagative étant naturellement limitée à $n\omega/c$, sa transformée de Fourier (l'amplitude réelle du champ) ne pourra pas être infiniment confinée, d'où une limite naturelle à la concentration du champ, appelée limite de diffraction. Pour désigner le processus de propagation libre qui tend à limiter les hautes fréquences spatiales, l'appellation : *la propagation est un filtre passe bas* [28, 86], souvent utilisée, est très bien adaptée.

L'immersion classique, qu'elle soit liquide ou solide, propose de plonger les ondes ou les photons dans un milieu transparent de fort indice [81], ouvrant ainsi le cercle de rayon $n\omega/c$ dans l'espace des vecteurs d'onde à de plus hautes fréquences spatiales. L'entrée dans le milieu d'immersion ne doit pas perturber la qualité de focalisation. Cela nécessite, soit l'absence de transition, comme on peut en trouver dans les objectifs à immersion où le liquide interface à la fois la tête de l'objectif et l'échantillon, soit une surface dédiée. Lorsque la lumière focalisée par un objectif parfait (sans aberrations) est interceptée par une lame d'indice différent (de l'indice du milieu ambiant, l'air) des aberrations sont introduites et la focalisation n'est plus limitée par la diffraction. Les limites étudiées dans les parties précédentes ne sont plus valables, et la tâche de lumière est plus étendue. L'ensemble du système optique se dégrade à l'introduction d'aberrations d'autant plus rapidement que l'ouverture numérique est importante⁸. L'interface avec un milieu d'indice différent introduit une réflexion due à la discontinuité de l'indice de réfraction, et une déviation des rayons lumineux par réfraction de l'onde transmise. Cette déviation doit être telle que les rayons convergent vers un point unique situé dans ce milieu de fort indice. Ce nouveau foyer formé dans le milieu d'immersion est plus confiné et doit servir à lire et/ou écrire sur une surface, ce qui implique qu'il est à l'interface entre le milieu d'immersion et la couche active du disque. Or ce

⁷cette représentation n'est valable que pour des milieux transparents où $n = \sqrt{\epsilon_r \mu_r}$ est une quantité réelle, ce qui pertinent étant donné qu'on traite de l'immersion dans les milieux transparents à fort indice.

⁸En effet, les aberrations peuvent s'exprimer comme polynômes de l'ON dont les coefficients varient selon la nature des aberrations introduites. Tenir compte de l'existence d'aberrations est nécessaire pour lire un disque optique : l'asservissement en focalisation assure que les marques se trouvent dans la profondeur de champ de la PSF, l'existence d'une couche protectrice d'épaisseur contrôlée afin de compenser au mieux l'aberration introduite à cet effet par l'objectif. Des travaux ont été consacrés à cet aspect d'imagerie [144, 21, 57, 30, 142], mais dans le cadre de l'utilisation de la technique d'immersion solide, le foyer est formé à la surface du disque et ne traverse pas de lame de phase, ainsi l'objectif est limité par la diffraction et la lentille à immersion conjuguée de manière stigmatique (point-à-point) le foyer formé par cet objectif. Aucun composant n'introduit d'aberrations ou en compense.

n'est pas le cas : une mince couche d'air (d'indice 1) et une couche protectrice séparent la lentille à immersion de la couche contenant les données.

L'immersion a permis d'élargir le domaine des ondes propagatives, et certaines composantes du champ ont un moment transverse plus important que ce que peuvent acquérir les photons dans l'air. Les ondes planes issues du bord de la pupille sont celles qui permettent de gagner une marge significative sur la résolution du système (cf. 2.1.3 page 26). L'espace d'air ne pouvant supporter leur moment transverse, ces ondes devraient, étant donné leur sens de propagation (milieu d'indice fort vers un milieu d'indice faible), subir une réflexion totale interne [92]. La partie qui suit propose une explication corpusculaire de la possibilité du transit du photon à fort moment parallèle dans le disque optique.

2.2.2 Aspect corpusculaire dans le couplage à travers la SIL

Avant de poursuivre un traitement électromagnétique de la tête en champ proche, nous allons préciser l'effet tunnel pour les photons générés par un objectif de focalisation. Dans la référence [27], le parallèle entre l'effet "tunnel" du photon et celui de l'électron dans une barrière de potentiel est détaillé uniquement pour des incidences normales. Peut-on toujours parler d'effet tunnel lorsque la composante transverse k_x est non nulle ? Si tel est le cas, quelle est l'influence de la polarisation sur l'effet tunnel d'un photon incident obliquement ?

Dans une structure diélectrique de type SIL/air/substrat (régions notées 1, 2 et 3, respectivement), certaines ondes issues de la SIL présentent un moment cinétique parallèle qui dépasse ce que l'air peut supporter. En d'autres termes, des rayons qui étaient inclinés au-delà de l'angle critique dans la SIL arrivent à la première interface de la structure SIL/film d'air. La causalité physique implique que, vu le sens de propagation des rayons lumineux, ils heurtent d'abord la première interface, et sont censés réagir selon les lois de réflexion/réfraction de Snell-Descartes, avant de prendre connaissance du reste de la structure. Ce raisonnement causal, qui tient compte de la succession temporelle des événements est généralement non vérifiable en optique, pour plusieurs raisons. La première raison tient de l'invariance de la vitesse des photons par rapport à celle des objets massifs, même dans un référentiel mobile. Le photon a une vitesse indépendante du point de vue, ce qui bafoue la succession des événements, et sa masse nulle font qu'il est à exclure de la causalité physique. Par ailleurs le principe de Fermat (étudié dans la partie qui suit 2.3 page 39) sous-entend que la lumière prend instantanément connaissance de l'environnement immédiat, et réagit en choisissant une solution particulière. Ainsi l'ensemble des comportements du photon amène à penser que le faisceau incident réagit à la structure SIL/air/substrat en un seul bloc : on ne peut pas décomposer le problème de manière cartésienne. C'est pourquoi il serait intéressant de tenter un traitement corpusculaire du problème, dans l'espoir de trouver une interprétation au phénomène de couplage, qui est au coeur même de la technologie de l'immersion solide.

La démarche consiste à s'inspirer du comportement d'un électron dans un puits de potentiel

(ou une barrière de potentiel), largement étudié dans [27]. Lorsqu'une particule de masse m subit l'action d'un potentiel V sa fonction d'onde Ψ obéit à l'équation de Schrödinger :

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \Psi + V \Psi \quad (2.6)$$

Soit dans un régime stationnaire⁹, et unidimensionnel suivant une direction z :

$$\left[\frac{d^2}{dz^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - V(z)) \right] \phi(z) = 0 \quad (2.7)$$

On prendra un potentiel dans la région 2 (voir figure 2.2 page 34) plus élevée que l'énergie de la particule $V_2(z) = V_0 > E$ afin que l'onde ϕ soit de type évanescent¹⁰. Ceci n'est pas le cas d'un puits, mais d'une barrière. La fonction d'onde s'écrit alors $\phi(z) \propto e^{-z\sqrt{2m(V_0-E)/\hbar^2}}$. Le domaine où le potentiel est plus élevé que l'énergie est interdit à l'électron : son énergie cinétique qui doit être positive $E_c = E - V$ se trouve négative dans cette zone. Lorsque la zone 2 (la zone de la barrière de potentiel) est suffisamment fine (par rapport à la longueur caractéristique d'atténuation $1/\sqrt{2m(V_0-E)/\hbar^2}$ de la particule), la probabilité de trouver la particule dans la zone 3 est non nulle¹¹. C'est l'effet tunnel pour l'électron. Par analogie, l'équation de Helmholtz qui régit la propagation d'une onde est formellement similaire à l'équation de Schrödinger indépendante du temps. En effet pour une onde de vecteur $\mathbf{k} = (k_x, 0, k_z)$ et de fréquence $\omega = E/\hbar$ se propageant à travers deux couches diélectriques (d'indice n_1 et n_3) séparées par une fine couche transparente d'indice n_2 . Cette fine couche joue le rôle de barrière de potentiel. Cette onde doit satisfaire la relation de propagation suivante :

$$\left[\frac{d^2}{dz^2} + \left(\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon(z) - k_x^2 \right) \right] E(z) = 0 \quad (2.8)$$

Où $\epsilon(z)$ est la fonction diélectrique de l'espace. Elle vaut n_1^2 dans la région 1 et n_2^2 dans le puits photonique. Dans cette référence principale[27], seule l'incidence normale est étudiée et comparée au puits de potentiel pour l'électron, mais la focalisation à l'intérieur de la SIL impose de considérer les incidences obliques, et donc de discriminer les états de polarisation de l'onde. Ces paramètres n'existent pas dans le cas de l'électron. L'angle d'incidence θ est relié à k_x par $k_x = (\omega/c)n_1 \sin \theta$. Pour la polarisation s , le potentiel E correspond à la composante y du champ

⁹Le régime stationnaire consiste à séparer les fonctions temps et espace dans la fonction d'onde : $\Psi(\mathbf{r}, t) = \phi(\mathbf{r})\chi(t)$. Réintroduire cette hypothèse dans l'équation de Schrödinger (eq. 2.6) mène la conclusion importante, dite de Planck-Einstein : *un état stationnaire est un état d'énergie bien définie* $E = \hbar\omega$.

¹⁰L'équation différentielle 2.7 dans sa forme classique considère le facteur multiplicatif comme proportionnel au carré d'une pulsation. Dans le cas où il est négatif, on parle de régime amorti, ce qui est analogue à l'onde évanescence.

¹¹La démonstration rigoureuse de cette affirmation ne sera pas détaillée, mais elle est évidente : la zone 3 est accessible à l'électron car son énergie cinétique y est positive, de plus, par la continuité de la fonction d'onde ϕ à la frontière des régions 2 et 3 où elle est non négligeable, l'électron acquiert une probabilité d'existence ($\propto |\phi|^2$) non nulle au-delà de la barrière.

électrique, E_y . Pour une onde polarisé p , E représente H_y , la composante selon y du champ magnétique.

Les deux équations (2.7 et 2.8) étant formellement équivalentes, on peut établir la correspondance électron/photon par l'équivalence :

$$\frac{2m}{\hbar^2}(E - V(z)) \Longleftrightarrow \frac{\omega^2}{c^2}\epsilon(z) - k_x^2 \quad (2.9)$$

$$\text{soit } \begin{cases} 2mE/\hbar^2 \Leftrightarrow -k_x^2 \\ -2mV(z)/\hbar^2 \Leftrightarrow \omega^2\epsilon(z)/c^2 \end{cases}$$

Cette dernière étape¹² fait simplement la distinction entre les paramètres des particules (E pour l'électron et k_x pour le photon) et les paramètres d'environnement (V pour l'énergie potentielle à laquelle est sensible l'électron, et ϵ la variable optique à laquelle est sensible le photon). La barrière de potentiel ayant été choisie plus importante que l'énergie de l'électron, afin de générer une fonction d'onde amortie équivalente à l'onde évanescence. Mais maintenant qu'on dispose de l'équivalence (équ. 2.9) électron/photon, on peut affirmer plus rigoureusement que le photon doit passer d'une zone 1 où $\frac{\omega^2}{c^2}\epsilon_1 - k_x^2 > 0$ à une zone 2 où $\frac{\omega^2}{c^2}\epsilon_2 - k_x^2 < 0$, ce qui correspond aux incidences supérieures à l'angle critique : $\sin \theta > \sqrt{\epsilon_2/\epsilon_1}$. Pour une barrière de potentiel donnée (couche mince pour le photon), l'énergie E du photon à prendre en compte dépend de la composante transverse du vecteur d'onde. Elle est maximale pour une incidence normale. Pour ces photons, il existe encore une probabilité non nulle d'acheminement (*tunneling*) à travers la couche mince d'air, tout comme les électrons face à une barrière de potentiel. Donc les photons concentrés par la SIL transitent dans le disque optique à travers une couche mince d'air par "effet tunnel", décrit en référence[27].

Par ailleurs, afin de donner plus de sens à la version ondulatoire du mécanisme de couplage du champ proche, détaillé dans le paragraphe 2.2.3 page 35, on peut accorder aux coefficients de transmission (ou aux coefficients de Fresnel de manière générale) un aspect corpusculaire. Ce point de vue est largement adopté par R. Feynman dans ses conférences [36]. Il est habituel en optique classique que les coefficients de Fresnel signifient les parts d'énergie (ou d'amplitude) transmise, réfléchi et/ou absorbée, mais lorsqu'on raisonne à l'échelle de la corpuscule photonique, ces coefficients deviennent probabilistes. C'est le point de vue quantique au sens premier du terme : l'énergie ne peut plus se diviser quand elle est portée par un quantum (ici un photon seul traversant par exemple une lame semi-réfléchissante). Et ceci se généralise aux hautes énergies : la loi des grands nombres stipulent que les probabilités mesurées convergent vers ces

¹²A ce stade, si on poursuit l'analogie en séparant environnement et particule, il vient que l'énergie de la particule incidente E correspond à la quantité $-p_x^2/2m$ où p_x est le moment particulaire transverse $\hbar k_x$ (dans un problème 1D) et le potentiel du milieu V_0 correspond à $-p^2/2m$ où p représente le module du moment cinétique maximal $\hbar|\mathbf{k}|$ permis dans un tel environnement. L'énergie de la particule E est maximale lorsque celle-ci arrive en incidence normale ($p_x = 0$). Les deux quantités extraites de l'équation de Schrödinger indépendante du temps correspondent à des énergies cinétiques du photon.

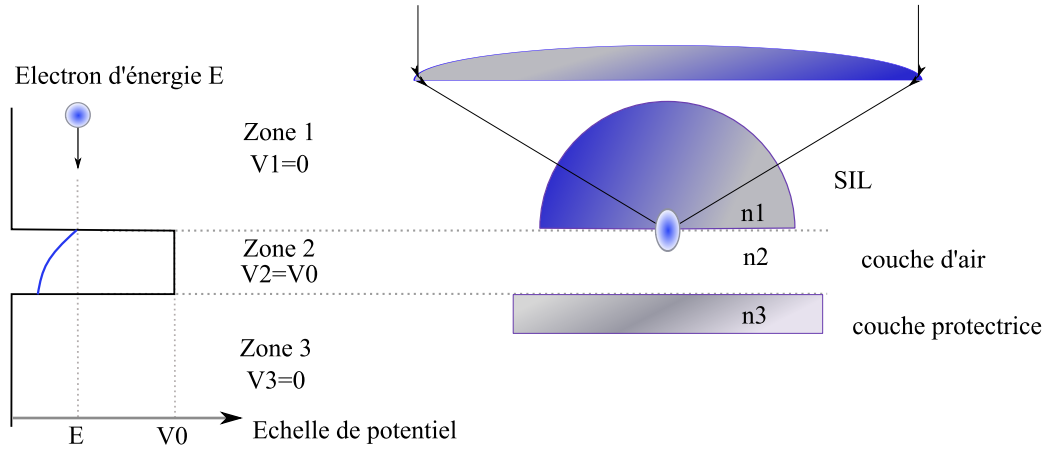


Fig. 2.2: Analogie entre un électron d'énergie E traversant une barrière de potentiel V_0 supérieure à son énergie et un photon d'énergie $E(k_x)$ supérieure à la barrière énergétique $E(k_0)$ d'une couche mince d'air (vide électromagnétique) avant d'atteindre un milieu de fort indice.

propriétés théoriques (celles-ci sont données par les coefficients de Fresnel) lorsque le nombre de photons devient important. Ainsi, on mesure de part et d'autre de la lame semi réfléchissante des énergie égales. Mais si l'instrument de mesure était précis au photon près, un photon déséquilibrerait tantôt le faisceau réfléchi, tantôt le faisceau transmis. Or le faisceau produit par la SIL, parfaitement focalisé, est réduit en son waist à l'échelle du photon, accordant autant de crédit à l'explication corpusculaire, selon laquelle, les photons "tunnellent" à travers la couche mince d'air avec une probabilité égale au coefficient de transmission¹³ de Fresnel de la structure.

Toujours en utilisant cette équivalence, en mécanique, les forces dérivent du potentiel qu'on impose à la particule, on peut aussi dériver la distribution de constante diélectrique ϵ qui donnera des valeurs élevées aux interfaces, indiquant que celles-ci subissent des forces radiatives en ces zones de discontinuité.

L'interprétation de ce phénomène justifie le fonctionnement de l'immersion solide. Celle-ci ne peut se désolidariser d'une interface (contrairement à l'immersion liquide), et le raisonnement avec cette interface seule, dans l'air, implique que les rayons de forte ouverture ne traversent pas l'interface mais se réfléchissent entièrement. Maintenant nous savons qu'une structure de type barrière de potentiel permet aux photons, même ayant un fort moment transverse k_x de tunneler à travers la structure et d'atteindre le disque optique.

La lentille à immersion solide, fonctionne sur des bases de mécanismes en accord avec l'aspect corpusculaire de la lumière. D'ailleurs, la décomposition du champ incident sur cette structure en ondes planes (d'extension infinie) impose de tenir compte de l'ensemble de la structure de potentiel (ou structure de constante diélectrique). C'est le point de vue qu'on préconise pour expliquer la génération du champ proche et les contraintes qu'il impose au système.

¹³Les coefficients en amplitude affectent la fonction d'onde directement, alors que les coefficients en énergie affectent les modules carrés, soit les probabilités de présence des photons.

2.2.3 Mécanisme de génération du champ proche

Désormais le transit de la lumière focalisée est assuré par l'effet tunnel du photon, le spot peut atteindre les marques écrites sur le disque et se réfléchir dessus. Mais à l'interface lentille/air, les ondes subissent une transformation[41]. Comme expliqué au paragraphe 2.2.1 page 29, l'intérêt de l'immersion est l'amplification du module du vecteur d'onde par un facteur n , l'indice de réfraction du milieu. Ce dernier peut être du verre ou du diamant par exemple. Donc, chaque vecteur d'onde incliné d'un angle θ dans le milieu d'immersion possède une composante tangentielle du vecteur d'onde égale à $k_r = nk_0 \sin \theta$, qui peut excéder le vecteur d'onde dans le vide $k_0 = 2\pi/\lambda$ si l'ouverture géométrique θ_{max} et l'indice n le permettent. Or à la transition de part et d'autre de l'interface lentille/air la composante du vecteur d'onde k_r tangentielle à l'interface se conserve. C'est la traduction de la loi mathématique de Snell-Descartes : $n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$, qui veut que les composantes tangentielles (k_x, k_y) se conservent au changement de milieu, et celle qui est normale à l'interface k_z s'adapte pour vérifier l'équation de dispersion (voir 2.2.1). En effet celle-ci devient $k_z = \sqrt{k_0^2 - k_r^2}$ et pour l'ensemble des angles d'incidence θ vérifiant $\arcsin(1/n) < \theta \leq \theta_{max}$, k_z devient complexe, l'onde est évanescence et dite de Fresnel. L'origine du champ proche est dans le changement de moment total du photon lors du passage d'un milieu de fort indice à un milieu de faible indice. L'onde de Fresnel s'atténue en $e^{-zk_0\sqrt{n^2 \sin^2 \theta - 1}}$ d'où une longueur typique de propagation $\delta = \lambda/(2\pi\sqrt{n^2 \sin^2 \theta - 1})$. $\delta_{min} = \frac{\lambda}{2\pi\sqrt{n^2 - 1}}$ est la distance champ proche pour l'onde de Fresnel portant la plus haute fréquence du spectre angulaire, correspondant au vecteur d'onde le plus incliné par rapport à la normale de l'interface dans le milieu d'immersion.

Le champ proche confiné latéralement au voisinage du foyer est généré sous l'interface, et consiste en un nuage de finesse δ_{min} . Ce nuage de champ est invisible puisqu'il ne se propage pas, mais il est toujours accompagné de champ propagatif[150]¹⁴, détectable en champ lointain. Sur le spectre angulaire, les points qui génèrent des ondes évanescences constituent un anneau $k_0 < k_r \leq nk_0$ c'est donc la bande des fréquences spatiales les plus élevées. Celles-ci subissent le filtre passe-bas $e^{-z/\delta}$. Il devient évident qu'à une distance de propagation de quelques δ le long de l'axe z ces ondes, qui portent les hautes fréquences du spectre angulaire vont disparaître. Mais dans le voisinage champ proche de l'interface, les informations hautes fréquences sont partiellement conservées, permettant ainsi au foyer lumineux de conserver une taille latérale relativement confinée¹⁵. Comme l'exprime le facteur d'atténuation, plus la fréquence spatiale est élevée (θ important), plus l'évanescence de l'onde qui transporte cette fréquence est rapide, et donc difficile à récupérer.

¹⁴Cet article détaille la nature mathématique du champ lorsqu'il rencontre un obstacle, en termes de spectre angulaire de diffraction. Par ailleurs, il stipule dans un théorème que : le champ diffracté par un potentiel continue dans une tranche limitée de l'espace, contient nécessairement à la fois des ondes homogènes et évanescences de part et d'autre de l'obstacle, à moins que le champ ne s'annule partout à l'extérieur de l'obstacle.

¹⁵plus petite que celle formée par des composantes toutes inférieures à k_0

Ainsi, lorsque la lumière est focalisée dans un milieu de fort indice n , les moments transverses sont amplifiés par cet indice et deviennent $k_x = k_0 n \sin \theta$, où θ indique l'angle d'inclinaison du rayon dans le milieu. La quantité $n \sin \theta$ est l'ouverture numérique (ON) du système total : {objectif+milieu d'immersion}. A la sortie d'un tel milieu vers le vide ou l'air, l'ensemble des ondes planes ayant $k_r > k_0$ se transforment en ondes évanescentes, dites de Fresnel. Elles sont toujours accompagnées d'ondes propagatives[150], et leur atténuation dépend du moment transverse. Il est important de quantifier la transmission de la couche d'air, notamment pour les ondes à fort moment. C'est l'objet du paragraphe suivant, et il sera fait appel à la méthode électromagnétique classique[2].

2.2.4 Quantification de l'effet tunnel à travers la couche d'air

La couche d'air joue un rôle spécifique dans la transmission des ondes inhomogènes, qu'il faut préciser. Considérons une onde plane issue d'un milieu 1 de propriétés optiques relatives ($\epsilon_1 = 4$, $\mu_1 = 1$), qui sont celle de la lentille à immersion (SIL), traversant une couche d'air (milieu 2) d'épaisseur h et ayant ($\epsilon_2 = 1$, $\mu_2 = 1$) et transmise dans un milieu 3, diélectrique infini de constantes ($\epsilon_3 = 2$, $\mu_3 = 1$). On peut associer à chaque onde plane de moment transverse k_x , polarisée s ou p ,¹⁶ un coefficient de transmission en amplitude $t_{s/p}(k_x)$ dont on peut trouver la formulation angulaire¹⁷ dans le [19] chapitre 1.

$$t = \frac{t_{12}t_{23}e^{ik_{z2}h}}{1 - r_{12}r_{21}e^{2ik_{z2}h}} \quad (2.10)$$

Avec les coefficients de réflexion et de transmission aux interfaces entre les milieux i et j , $(r/t)_{ij}$ dépendent de la polarisation locale. On donne, lorsque le champ électrique est dans le plan d'incidence¹⁸ (p , ou TM) :

$$\begin{aligned} r_{21} &= \frac{(k_{z1}/\epsilon_1) - (k_{z2}/\epsilon_2)}{(k_{z1}/\epsilon_1) + (k_{z2}/\epsilon_2)}, & r_{12} &= -r_{21} \\ r_{32} &= \frac{(k_{z2}/\epsilon_2) - (k_{z3}/\epsilon_3)}{(k_{z2}/\epsilon_2) + (k_{z3}/\epsilon_3)}, \\ t_{21} &= \frac{2(k_{z1}/\epsilon_1)}{(k_{z1}/\epsilon_1) + (k_{z2}/\epsilon_2)}, & t_{21} &= \frac{2(k_{z12}/\epsilon_2)}{(k_{z2}/\epsilon_2) + (k_{z3}/\epsilon_3)} \end{aligned}$$

¹⁶Toute onde plane selon l'orientation du champ électrique par rapport au plan d'incidence a une polarisation qui est combinaison linéaire des polarisations propres (p , s), elles-mêmes obtenues lorsque le champ électrique est complètement dans le plan d'incidence (p) ou lui est orthogonale (s).

¹⁷Ces solutions des coefficients de transmissions/réflexions s'obtiennent en écrivant les solutions propres des espaces 1, 2 et 3, à étendues latérales infinies, et en omettant l'onde contra propagative dans le milieu 3. Les conditions aux limites sont alors appliquées aux interfaces, pour chaque cas de polarisation.

¹⁸Le plan d'incidence est le plan défini par la normale locale à l'interface \mathbf{n} et le vecteur d'onde \mathbf{k} . La partie du champ électrique orthogonale à ce plan (\mathbf{n}, \mathbf{k}) est portée par le vecteur $\mathbf{s} = \mathbf{k} \times \mathbf{n}/|\mathbf{k}|$, et la composante parallèle est portée par $\mathbf{p} = \mathbf{s} \times \mathbf{k}/|\mathbf{k}|$. Par ailleurs, $(\mathbf{k}/|\mathbf{k}|, \mathbf{s}, \mathbf{p})$ est une base orthonormée et un trièdre direct.

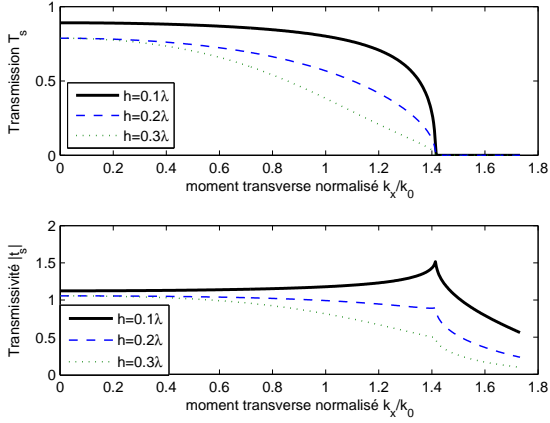


Fig. 2.3: Transmission en énergie (graphe du haut) et en amplitude (graphe du bas) des ondes planes ayant différentes composantes k_x à travers une couche d'air d'épaisseur sub- λ . Les ondes sont polarisées s et proviennent d'un milieu d'immersion, d'où des valeurs de k_x pouvant dépasser k_0 . Ces courbes permettent d'observer comment se transmettent les ondes en fonction de la fréquence spatiale qu'elles transportent, selon l'épaisseur h de la couche mince d'air : pour $h = 0.1\lambda$, 0.2λ et 0.3λ .

De même lorsque le champ est orthogonal au plan d'incidence (s , ou TE), les coefficients de Fresnel sont :

$$\begin{aligned} r_{21} &= \frac{(k_{z1}/\mu_1) - (k_{z2}/\mu_2)}{(k_{z1}/\epsilon_1) + (k_{z2}/\epsilon_2)}, & r_{12} &= -r_{21} \\ r_{32} &= \frac{(k_{z2}/\mu_2) - (k_{z3}/\mu_3)}{(k_{z2}/\mu_2) + (k_{z3}/\mu_3)}, \\ t_{21} &= \frac{2(k_{z1}/\mu_1)}{(k_{z1}/\mu_1) + (k_{z2}/\mu_2)}, & t_{21} &= \frac{2(k_{z12}/\mu_2)}{(k_{z2}/\mu_2) + (k_{z3}/\mu_3)} \end{aligned}$$

La composante z est la composante normale aux interfaces de la couche d'air séparant la SIL du substrat diélectrique. Les composantes du vecteur d'onde selon cette direction, suivant qu'on est dans le milieu 1, 2 ou 3, s'écrivent :

$$\begin{aligned} k_{z1} &= \sqrt{\frac{\epsilon_1 \mu_1 \omega^2}{c^2} - k_x^2} \\ k_{z2} &= \sqrt{\frac{\epsilon_2 \mu_2 \omega^2}{c^2} - k_x^2} \\ k_{z3} &= \sqrt{\frac{\epsilon_3 \mu_3 \omega^2}{c^2} - k_x^2} \end{aligned}$$

Le moment transverse k_x d'une onde plane se conserve lors du passage du milieu i à $i + 1$ (loi de Snell-Descartes [19] pp.58). La fonction racine utilisée s'applique aussi au domaine des complexes et peut donner à partir d'un réel un résultat dans \mathbb{C} .

Ces équations permettent d'observer comment se transmettent les ondes selon la fréquence spatiale qu'elles transportent, lorsqu'elles sont "relâchées" par la SIL et doivent atteindre un diélectrique à travers une couche mince d'air. La lame d'air, comme le montrent les figures 2.3 et 2.4 page suivante pour les polarisation s et p , agit comme un filtre passe-bas de plus en plus fort lorsque la lame d'air passe d'une épaisseur de 10% de la longueur d'onde à 30%. Ce

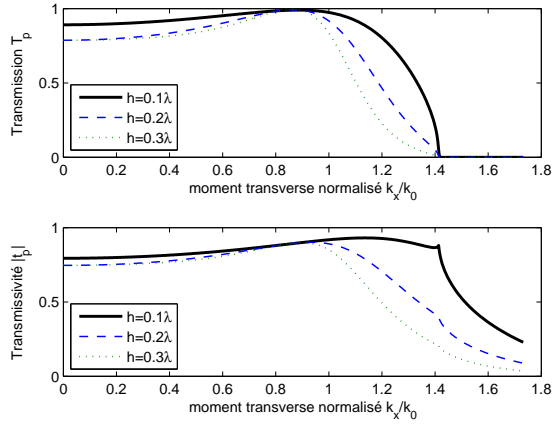


Fig. 2.4: Transmission en énergie (graphe du haut) et en amplitude (graphe du bas) des ondes planes ayant différentes composantes k_x à travers une couche d'air d'épaisseur sub- λ . Les ondes sont polarisées p et proviennent d'un milieu d'immersion, d'où des valeurs de k_x pouvant dépasser k_0 . Ces courbes permettent d'observer comment se transmettent les ondes en fonction de la fréquence spatiale qu'elles transportent, selon l'épaisseur h de la couche mince d'air : pour $h = 0.1\lambda$, 0.2λ et 0.3λ .

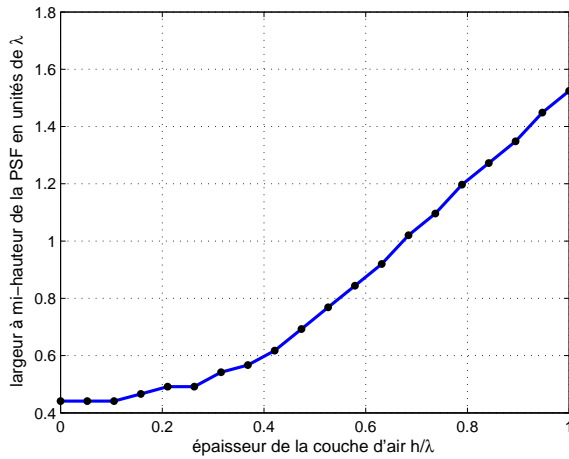


Fig. 2.5: Influence de l'épaisseur de la couche d'air sur la largeur à mi-hauteur de la PSF.

comportement général n'est pas surprenant[28], puisque l'espace libre coupe les fréquences plus hautes que le module du moment dans le vide k_0 . Mais la fréquence de coupure est à $\sqrt{\epsilon_3}k_0$, soit le module du moment du milieu final. Ces courbes permettent d'apprécier l'atténuation globale de l'énergie des hautes fréquences et le confinement du spectre angulaire, lorsque l'espace d'air devient trop important. Or ce sont ces composantes qui entrent dans la formation du spot lumineux. Considérant ces courbes comme participant à la FTM totale du système, le résultat sur la largeur de la PSF (montré en figure 2.5) s'en trouve vite élargie, et la performance du système chute en résolution très vite lorsque le *gap* d'air s'épaissit.

Le fonctionnement de la lentille à immersion est cohérent avec le modèle ondulatoire et le point de vue corpusculaire de la lumière. Il est alors légitime de s'intéresser à la forme de la lentille : sommes-nous dans la meilleure configuration possible ? Outre l'avantage de l'immersion, une lentille supplémentaire apporte une nouvelle conjugaison sur laquelle on peut agir, pour optimiser l'angle d'ouverture θ_{max} par exemple. C'est l'objet de la section suivante.

2.3 Une nouvelle lentille à immersion

Le moment transverse maximal fourni par l'objectif $k_0 \sin \theta_{max}$ où θ_{max} est l'angle que fait le rayon marginal (le rayon le plus incliné) par rapport à l'axe de l'objectif. L'immersion amplifie ce moment pour devenir $k_0 n \sin \theta_{max}$ et on définit l'ouverture numérique¹⁹ du système par $ON = n \sin \theta_{max}$. Une nuance vient s'introduire avec l'immersion solide et qui n'existe pas avec l'immersion liquide : c'est l'existence d'un dioptré supplémentaire. En effet le milieu d'immersion solide, en réalité une lentille, peut modifier la trajectoire des rayons lumineux. L'ouverture numérique du système devient $ON = n \sin \theta'_{max} = (k_x)_{max}/k_0$, où θ'_{max} est le rayon marginal après passage dans la lentille à immersion.

Cette modification du pinceau lumineux provoquée par une lentille à immersion modifie l'ouverture géométrique finale. Cependant il ne peut s'agir de n'importe quel type de conjugaison, en effet la focalisation doit se faire dans des conditions parfaites, donc seules les conjugaisons stigmatiques sont admises. Il s'agit de conjugaisons point-à-point qui s'effectuent à travers la lentille à immersion quelle que soit l'inclinaison du rayon lumineux (ou du vecteur d'onde), même en dehors des conditions de Gauss²⁰. On parle alors de stigmatisme rigoureux. En terme de configuration, il existe deux types de systèmes utilisant les SIL. Le premier type de lentille à immersion, la lentille hémisphérique ou demi-boule a été introduit par G. S. Kino et *al* [81, 82, 125, 63, 62, 136, 55]. Il va inspirer autant la microscopie à immersion solide que l'enregistrement en champ proche. Le schéma de principe de ce composant consiste en une demi-sphère (en verre) qui reçoit les rayons lumineux en son centre, et qui coïncide avec l'interface verre/air. La surface étant hémisphérique, chaque rayon arrive avec une incidence normale sur la surface de la lentille : il ne s'ensuit donc aucune déviation des rayons lumineux, aucune discrimination sur les composantes s et p de la polarisation vis-à-vis de la transmission. Par ailleurs, la transmission de cette lentille (qu'on désignera par hSIL) en fonction de l'inclinaison du rayon est constante. L'absence de déviation de rayon implique que la lentille n'introduit pas de conjugaison supplémentaire : le foyer objet A , généré par l'objectif de focalisation en l'absence de lentille à immersion est imagé au même endroit A' . Par contre l'ON relative à chaque rayon k_x/k_0 est multipliée par l'indice de réfraction n , ce qui implique une focalisation plus forte, mais une sensibilité aux désalignements accrue. Une autre configuration utilise la conjugaison de Weierstrass[108]. La lentille réalisant cette configuration est communément appelée Super-SIL [54, 159, 82](superspherical solid immersion lens,

¹⁹L'ouverture numérique est utilisé dans le sens de sa valeur maximale pour un système. Elle peut aussi concerner un simple rayon lumineux, et indique son moment parallèle : $k_x = k_0 n \sin \theta = k_0 ON$. Plus précisément, c'est le moment transverse normalisé par le module du moment dans le vide k_0 . On peut ainsi dire qu'un rayon axial a une $ON = 0$. Le rayon marginal qualifie le système car son $ON = n \sin \theta_{max}$, et vaut aussi l'ON du système. Par ailleurs celle-ci ne dépasse jamais $\sqrt{\epsilon\mu}$ dans un milieu de permittivité relative ϵ et de perméabilité relative μ .

²⁰En effet les systèmes stigmatiques dans les conditions de Gauss, à savoir pour des angles faibles correspondant à des ouvertures numériques de l'ordre de 0.1 au plus, tels que les lentilles minces sont très courants. Mais un système stigmatiquement rigoureux pour de fortes ouvertures numériques nécessite généralement plusieurs lentilles. Si on se restreint à l'utilisation d'une seule lentille à la fois pour l'immersion et pour la conjugaison, le nombre de solutions est petit.

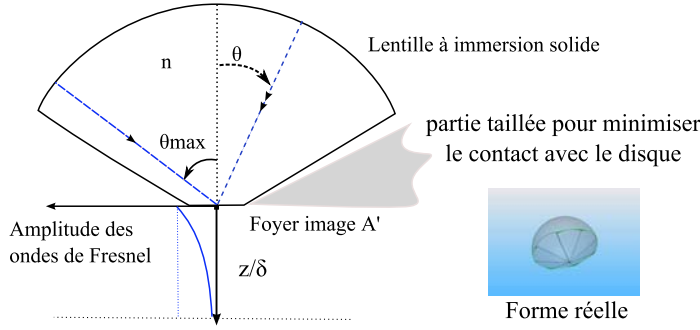


Fig. 2.6: Coupe transverse d'une hSIL, taillée en pointe champ proche. Le matériaux de prédilection reste le diamant, d'indice $n = 2.46$ dans la longueur d'onde bleue. Par ailleurs d'autres types de verre peuvent avoir des indices forts tels que le LaSF35[159] dont l'indice $n = 2.09$.

sSIL). Cette dernière conjugue le foyer objet A en un second foyer A' avec un stigmatisme rigoureux : tous les rayons lumineux virtuellement incidents en A et arrivant en A' parcourent le même chemin optique $[AIA']$, et leur ouverture numérique est amplifiée par n^2 au lieu de n pour la hSIL.

Le stigmatisme est gouverné par le principe de Fermat[19], élaboré en 1657, connu aussi comme le principe de moindre temps, ou de moindre action, et qui rejoint un principe similaire étendue à la mécanique générale et établie par Maupertuis en 1744. Le principe de Fermat stipule, dans sa version moderne, que le chemin parcouru par un rayon lumineux entre un point source A et son image A' est stationnaire, ou extrémal. La quantité notée L :

$$L = \int_A^{A'} n(x, y) ds \quad (2.11)$$

est une quantité stationnaire spatialement : $\partial L / \partial x = \partial L / \partial y = 0$, ds est le différentiel de l'abscisse curviligne qui mesure la longueur géométrique parcourue le long du rayon. Les trajectoires étant rectilignes : pour tout point (x, y) du plan, le dioptré I doit satisfaire : $\overline{IA} + n\overline{IA'} = L$, où l'on considère les distances algébriques \overline{IA} et $\overline{IA'}$ car le chemin optique virtuel est pris négativement. En coordonnées cartésiennes :

$$\sqrt{x^2 + y^2} - n\sqrt{(x - a)^2 + y^2} = L \quad (2.12)$$

où $a = \overline{AA'}$ et L est le paramètre constant tout le long de la courbe I et qui caractérise la nature de la solution mathématique du dioptré.

Par ailleurs on peut vérifier qu'on retrouve bien la hSIL en appliquant $a = 0$ ($A = A'$), le rayon du dioptré vu de A vaut $r = \sqrt{x^2 + y^2} = L / (1 - n)$ et bien constant. C'est donc une surface sphérique centrée en A . Le paramètre L résultant vaut $-r(n - 1)$ qui n'est rien d'autre que le chemin optique supplémentaire introduit par la présence d'une demi-sphère d'indice n et de rayon r , mais compté négativement.

La configuration de Young-Weierstrass est caractérisée par une différence de chemin optique nulle. Le sens de la constante L étant devenu palpable, il faut particulariser L en 0 pour dé-

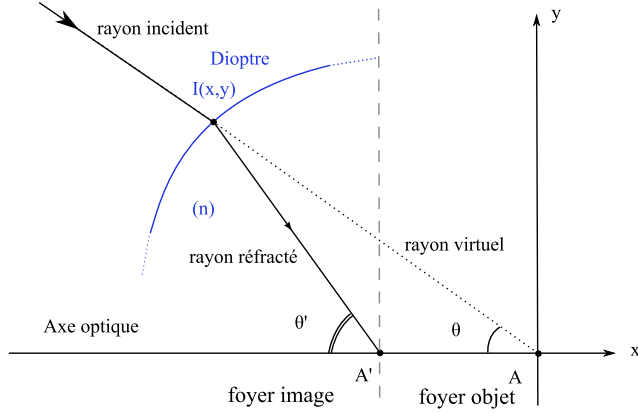


Fig. 2.7: Schéma illustrant la problématique générale de l'immersion solide. On utilise un plan méridien quelconque sans perte de généralité. Le dioptre (en bleu) délimite l'air d'un milieu d'indice n . Les rayons réels sont en traits pleins, le rayon virtuel en pointillés. Le foyer A' , image de A par le dioptre, délimite l'extrémité de la SIL, car le foyer doit être immergé dans le diélectrique.

crir la lentille à immersion super-sphérique, la sSIL. L'équation 2.12 implique, après quelques modifications que les points du dioptre $I(x, y)$ vérifient :

$$\left[x - \frac{an^2}{(n^2 - 1)}\right]^2 + y^2 = \left[\frac{an}{(n^2 - 1)}\right]^2 \quad (2.13)$$

où on reconnaît l'équation d'un cercle centré en C de coordonnées $(\frac{an^2}{(n^2 - 1)}, 0)$ et de rayon $r = \frac{an}{(n^2 - 1)}$. On peut ainsi facilement vérifier les propriétés de cette configuration avec les positions des foyers A et A' par rapport au centre C . On a $CA = rn$ et $CA' = r/n$. L'épaisseur d'une telle lentille est, aussi, bien connue $e = r + CA' = r(1 + 1/n)$ [159, 113, 19].

Au-delà du fait de retrouver les SIL connues dans l'état de la technique et dans la littérature, nous venons, d'une certaine manière, de valider l'application du principe de Fermat à l'immersion, en considérant simplement qu'un dioptre effectue une conjugaison stigmatique. Le comportement stationnaire de la lumière nous assure que seule une famille de dioptres solutions, contenue dans l'équation 2.12 répond à l'exigence de stigmatisme rigoureux. La richesse de ce principe fait que, régissant de manière globale le comportement de la lumière, il inclut les lois de la réfraction de manière implicite. Disposant de la solution générale (gSIL) paramétrée par la quantité L , on peut définir un certain nombre de grandeurs qui ont pour but de qualifier et mesurer les performances en termes de focalisation. Le confinement étant directement lié à l'ouverture numérique, on pose le facteur d'amplification de l'ouverture numérique $P = ON'/ON$ où ON' étant l'ouverture numérique totale du système {objectif+gSIL} et ON l'ouverture numérique incidente, fournie par l'objectif de focalisation :

$$P = n \sin \theta' / \sin \theta = \frac{n^2}{|1 - L/r(\theta)|} \quad (2.14)$$

où $r(\theta)$ est la distance AI pour un rayon incident à l'angle θ , et son expression est :

$$r(\theta) = \pm \sqrt{\frac{L^2 - a^2 n^2}{n^2 - 1} + \left[\frac{L + an^2 \cos \theta}{n^2 - 1}\right]^2} - \frac{L + an^2 \cos \theta}{n^2 - 1} \quad (2.15)$$

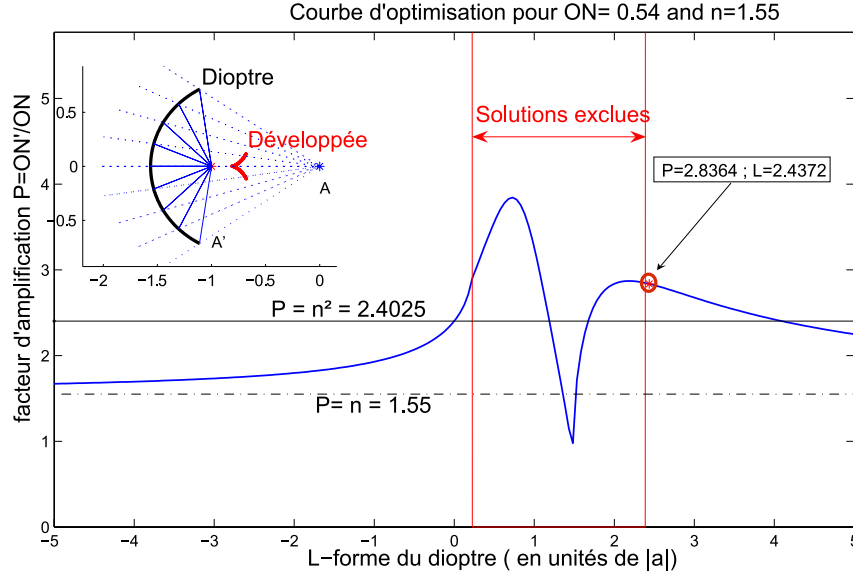


Fig. 2.8: Optimisation de l'amplification d'ouverture numérique sur le paramètre L , pour un objectif ayant $ON = 0.54$ et une gSIL en verre d'indice $n = 1.55$. En rouge l'intervalle des solutions exclues, les lignes horizontales pleine et hachée correspondent respectivement au niveau d'amplification de la sSIL et de la hSIL. La meilleure solution, à la limite de la faisabilité est indiquée par un rond (rouge) sur la courbe avec les valeurs de L et de P correspondantes. Cette forme optimale du dioptré est illustrée en sous-figure (en haut à gauche) : les rayons réels et virtuels sont tracés respectivement en traits pleins et pointillés. Les points (rouges) en gras face au dioptré constituent l'ensemble des centres de courbure du dioptré, appelé développée[47, 109]. La dispersion des centres de courbure permet de comparer la courbe au cercle, dont la développée est un point unique.

Le signe \pm doit être pris de façon à ce que le rayon r soit toujours positif. Le facteur a , distance entre les foyers conjugués peut être vu comme un simple facteur d'échelle, en effet l'équation 2.12 générale du dioptré peut être divisée par le carré de ce facteur pour normaliser les variables spatiales (x, y) par rapport à a . La grandeur P sera analysée pour un diélectrique d'immersion d'indice n , pour une ouverture numérique incidente maximale de ON , en fonction de la forme du dioptré. $a = \overline{AA'} = -AA' = -1$ pour la suite du calcul, et donc L s'exprimera en unités de $|a|$. Seront exclus de l'ensemble des solutions les dioptrés non lisses, présentant des discontinuités au niveau de la dérivée $r' = dr/d\theta$, car considérés comme incompatible avec les techniques de polissage. Une condition supplémentaire vient s'ajouter : les solutions se doivent de vérifier que l'abscisse du foyer image est en bout de la lentille à immersion, et que le dioptré utile reste en amont : $x_{A'} \geq \sup(x_I)$.

Un objectif ouvert à $ON=0.54$ voit son ouverture numérique amplifiée par le dioptré ($L = 2.437$ et $n = 1.55$) illustré en figure 2.8, d'un facteur $P = 2.836$, donnant ainsi lieu à une ouverture totale de $ON' = 1.53$. Soit à plus de 98% du maximum atteignable dans ce verre d'indice 1.55. En effet en ce point $L = 2.437$ la conjugaison incline fortement les angles, les amenant de $\theta = \arcsin(ON) \simeq 33^\circ$ à $\theta' = \arcsin(ON'/n) = 81^\circ$. Comparons ces performances en termes de puissance de focalisation par rapport aux configurations classiques. Pour sSIL, au-delà d'une

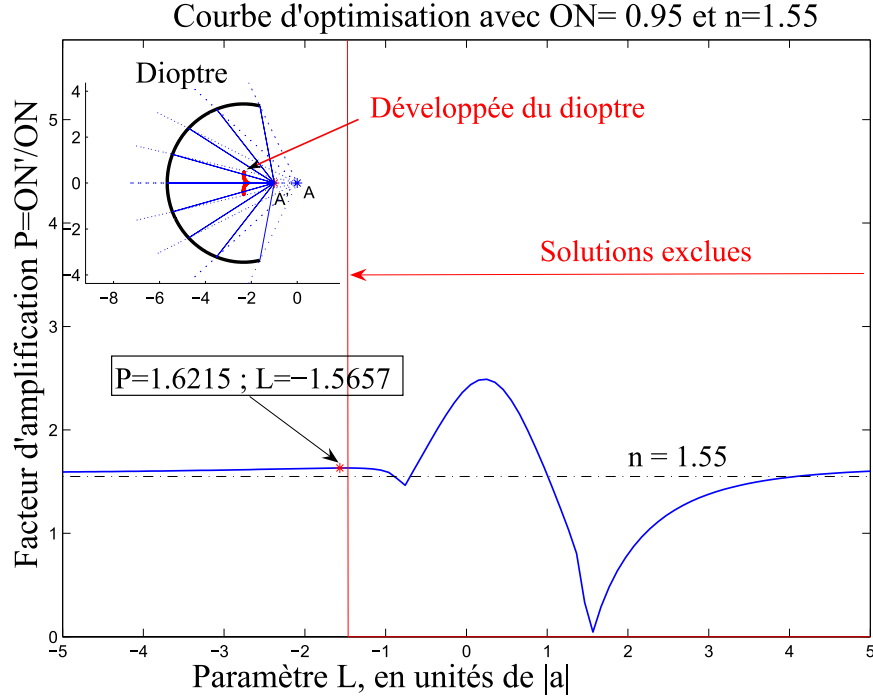


Fig. 2.9: Optimisation de l'amplification d'ouverture numérique sur le paramètre L , pour un objectif ayant $ON = 0.95$ et une gSIL en verre d'indice $n = 1.55$. L'ensemble des points de la courbe à droite de la ligne (rouge) verticale sont des solutions exclues. Le niveau de puissance de focalisation de la hSIL est représenté par la ligne horizontale. La meilleure solution, à la limite de la faisabilité est indiquée par un point (rouge) sur la courbe avec les valeurs de L et de P correspondantes. Cette forme optimale du dioptré est illustrée en sous-figure (en haut à gauche) : les rayons réels et virtuels sont tracés respectivement en traits pleins et pointillés. Les points (rouges) en gras face au dioptré constituent l'ensemble des centres de courbure du dioptré, appelé développée[47, 109]. La dispersion des centres de courbure permet de comparer la courbe au cercle, dont la développée est un point unique.

certaine inclinaison, les rayons qui se dirigent vers A ne touchent pas la lentille. Ceci implique que la sSIL ne peut utiliser un cône de lumière aussi ouvert que l'on veut, contrairement à la hSIL qui accepte tout rayon entre 0 et 90° . En effet $ON_{max} = \sin(\arctan(1/n)) = 0.54$. Cette valeur est celle choisie comme ON incidente car cela permettra d'effectuer une comparaison entre la gSIL et la sSIL en favorisant au mieux cette dernière. Amplifiant l' ON par n^2 , la sSIL atteint un ON' finale de 1.3.

Notons qu'à investissement (en ouverture numérique de l'objectif et en matériau pour l'immersion) égal la courbure de la gSIL pour $L = 2.437$ produit une ouverture numérique 17% plus importante que pour une valeur nulle du paramètre L , qui correspond à la sSIL. Ce gain en ouverture numérique se répercute par son carré²¹ (enregistrement surfacique) sur la capacité totale, soit +38% par rapport à l'utilisation d'une SIL de Young-Weierstrass.

Considérons le cas d'une SIL hémisphérique qui peut donc accepter une ouverture numérique plus élevée provenant d'un objectif de microscope à fort grandissement. L'utilisation d'une hSIL

²¹Dans le cadre de l'approximation scalaire.

combinée à un objectif de $ON=0.54$ n'a que peu de sens, car l'ouverture résultante $ON'=0.84$ ne dépasse pas l'unité. Par contre une valeur de $ON=0.9$ est une des valeurs les plus élevées qu'on peut trouver pour les objectifs, ce qui permet à la hSIL de produire une focalisation à $ON'=1.4$, ce qui malgré un investissement plus important, reste inférieure à la focalisation produite par le dioptré de la lentille gSIL.

2.3.1 Amplification angulaire

Comme mentionné plus haut, l'immersion solide agit par la combinaison de deux phénomènes : l'amplification du moment parallèle²² et la transformation géométrique effectuée par le dioptré qui ramène le rayon marginal de θ_{max} à θ'_{max} . La formule générale qui régit l'effet angulaire est :

$$g = \sin \theta' / \sin \theta = n / |1 - L/r(\theta)| \quad (2.16)$$

Ce rapport entre les ouvertures géométriques est équivalent au rapport des ouvertures numériques amputé de l'effet de l'immersion : $g = P/n$. Si $L = 0$, la configuration de Young-Weierstrass atteint une amplification angulaire $g = n$, ce qui cohérent, car ajouté à l'immersion, on trouve n^2 , la puissance de la sSIL. De même il est possible de retrouver les performances de la hSIL, en considérant ce qui caractérise celle-ci à savoir $a = 0$ d'où un $L = -r(n - 1)$ et une amplification angulaire unité : $g = 1$. Donc le phénomène d'immersion contribue à lui seul au confinement du spot au foyer A' .

Ces deux lentilles à immersion (hSIL et sSIL) sont les seules pour lesquelles l'amplification angulaire est constante quelque soit l'angle θ . Le rapport constant des sinus est connu comme étant la condition d'aplanétisme d'Abbe [19]. Ce sont donc les seules SIL aplanétiques, par contre la gSIL agit en augmentant le facteur angulaire g rapidement pour des incidences importantes. Ceci est visible sur la développée du dioptré²³ : celle-ci approche le dioptré, ce qui implique que r diminue, ce qui est favorable à l'accroissement de g , et à l'altération angulaire des rayons lumineux, au détriment de la condition d'aplanétisme d'Abbe. Ainsi on favorise la forte focalisation au prix d'une qualité d'image dégradée sur le plan. Mais ce compromis est intéressant pour le disque optique, dont le système est proche du microscope à balayage, où seul le centre éclairé de l'échantillon est imagé avec précision. Donc la gSIL n'est généralement pas aplanétique.

Les coefficients de transmission des rayons à travers l'interface air/SIL diminuent en amplitude quand on s'écarte de la normale, ce qui diminue la participation des ondes planes à moment

²²Cette expression est équivalente à la réduction de la longueur d'onde effective, plus courante dans la littérature. Mais cette dernière laisse penser que la longueur d'onde change à l'entrée dans un milieu d'indice différent. Ceci est évidemment faux, mais fait porter à la longueur d'onde cette nouvelle manière de calculer la phase dans un milieu d'indice n . Mais comme le démontre le point de vue de Minkowski dans [88], c'est au moment total du photon, donc ici au vecteur d'onde de porter l'effet de l'immersion.

²³La développée [47, 109] du dioptré est la courbe qui associe au dioptré à chaque point du dioptré $I(x, y)$ un centre de courbure $c(x, y)$ qui est le centre du cercle qui épouse au mieux la courbe I localement (x, y) .

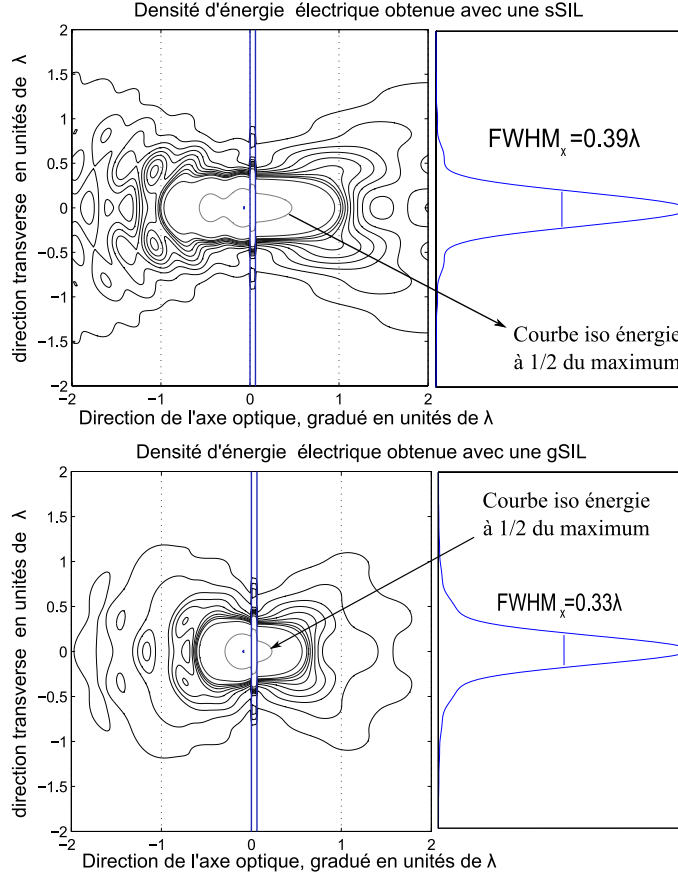


Fig. 2.10: Énergie du champ électrique au voisinage du foyer formé par une sSIL (sous-figure du haut) et celui formé par une gSIL adaptée (sous-figure du bas). Ces deux lentilles sont faites en verre d'indice 1.55. Les ON sont de 1.3 pour la sSIL et 1.53 pour la gSIL. Les profils énergétiques transverses pour chaque SIL sont tracés au niveau du foyer gaussien et la largeur à mi-hauteur (FWHM) est indiquée en unités de longueur d'onde. Cette résolution latérale donne une idée de la résolution des deux systèmes étudiés. Après la traversée de la lame d'air, les ondes sont immergées dans un diélectrique (substrat) d'indice $n = 1.6$.

transverse important. Il est par conséquent convenable de pré-compenser cet effet par un éclairage fort sur l'anneau externe de la pupille.

Comme les ouvertures numériques mises en jeu sont élevées, et qu'il s'agit de comparer des fortes ouvertures numériques avec précision, nous allons nous baser sur un modèle de diffraction vectorielle dont nous reparlerons au paragraphe 2.4.1 page 47, basé sur les formulations de Richards & Wolf [149, 107], et sur les travaux de P. Török [128, 133, 131]. Un faisceau collimaté à une longueur d'onde de 405nm et de polarisation circulaire est focalisé préalablement avec un objectif auxiliaire d'ON=0.54, à travers une lentille à immersion stigmatique, de type sSIL ou gSIL, utilisant un indice de réfraction de $n = 1.55$. Une partie du champ électrique proche est couplée à travers une lame d'air de 25nm d'épaisseur avant d'atteindre le substrat du disque optique. Nous comparons dans la figure 2.10 les distributions d'énergie électrique dans les deux configurations. Le système utilisant la gSIL optimisée procure un confinement latéral de 0.33λ , contre 0.39λ pour un système à SIL super-sphérique. Cette grandeur est mesurée en utilisant le critère de FWHM (full width at half maximum) : largeur à mi-hauteur. Utiliser le dioptré de la gSIL en conservant le même milieu d'immersion permet au système d'accroître sa densité d'enregistrement surfacique de 40%. Le rapport entre les tailles transverses des foyers et les ON relatives au système employé sont les mêmes à 0.5% : la prédiction scalaire reste valable à haute

ON lorsque la lumière est polarisée circulairement[114].

Ainsi l'utilisation du principe de Fermat (dans sa version généralisée ou moderne) a permis d'obtenir la solution générale au problème de l'immersion dans des conditions de stigmatisme rigoureux. Deux avantages intéressants sont apportés par l'application de ce principe. D'une part, son aspect comportemental permet de dégager une équation adaptée au problème recherché, et d'autre part, son aspect fondamental le place hiérarchiquement au-dessus des lois²⁴ et permet donc de remonter loin dans l'arborescence des solutions. Je pense avec conviction que remonter aux origines et principes est un moyen pertinent pour distinguer des solutions innovantes ou nouvelles.

Nous avons trouvé dans le cas de l'immersion une famille de dioptries solutions satisfaisant aux conditions de l'enregistrement optique, et incluant les lentilles déjà connues comme la SIL hémisphérique et super-sphérique. Il a été démontré que quel que soit l'ON de l'objectif auxiliaire et le diélectrique utilisé pour la lentille, il est toujours possible de trouver une surface adaptée à cette lentille de manière à amplifier l'ouverture numérique finale. Ce travail a fait l'objet d'un brevet d'invention, appliqué aux systèmes de focalisation optique utilisant l'immersion solide (lithographie, microscopie, enregistrement optique...).

Un système à très forte ouverture numérique nécessite un modèle de calcul de champ rigoureux, et qui tient compte des composantes de polarisation du champ et de l'empilement du disque optique. On ouvre ainsi l'opportunité de tester l'influence de la distribution de l'amplitude et de la polarisation sur la pupille d'entrée du système.

2.4 Confinement électromagnétique extrême

Toujours dans le cadre de l'amélioration du système de lecture de disques optiques basé sur l'immersion solide, l'importance du dioptrie de la lentille a été démontrée, mais la manière d'éclairer cette lentille n'a pas été explorée. C'est le but de cette section, d'autant que les fortes ouvertures vont donner une importance toute particulière à l'aspect vectoriel. Ce dernier entre en jeu lorsque les conditions de Gauss ne sont plus valables.

Ainsi, dès la sortie du DVD, l'ON dépasse 0.6 et les angles mis en jeu deviennent importants, rendant invalide l'approximation de Gauss. Désormais, un modèle plus rigoureux est nécessaire pour décrire la PSF d'une tête optique. Le travail a été initié à travers deux articles fondateurs (E. Wolf et B. Richards) [149, 107], dans lesquels la structure vectorielle du champ est finement analysée après la lentille. En effet, le champ incident est parallèle à la lentille, et le vecteur d'onde porte deux vecteurs relatifs aux composantes du champ qui subissent une rotation non uniforme (qui dépend du point considéré sur la pupille). Ceci marque la naissance d'un modèle vectoriel

²⁴Nous faisons référence aux lois de réflexion et réfraction de Snell-Descartes, qui sont déductibles à partir du principe de Fermat.

du phénomène de focalisation. Dans la région focale le champ vectoriel est exprimé en un point P comme une intégrale sur la pupille :

$$\begin{cases} \mathbf{E}(P) = \frac{-ik}{2\pi} \int \int_{\Omega} \frac{\mathbf{a}(s_x, s_y)}{s_z} e^{i(\Phi(s_x, s_y) + \mathbf{s} \cdot \mathbf{r}_P)} ds_x ds_y \\ \mathbf{H}(P) = \frac{-ik}{2\pi} \int \int_{\Omega} \frac{\mathbf{b}(s_x, s_y)}{s_z} e^{i(\Phi(s_x, s_y) + \mathbf{s} \cdot \mathbf{r}_P)} ds_x ds_y \end{cases} \quad (2.17)$$

Où $(s_x, s_y, s_z) = \mathbf{k}/k$ et Ω le domaine des coordonnées (s_x, s_y) de la pupille. Les vecteurs champ de force \mathbf{a} et $\mathbf{b} = \mathbf{s} \times \mathbf{a}$ contiennent les composantes de polarisation des champs \mathbf{E} et \mathbf{H} originels et ont pour amplitude les coefficients de la décomposition en ondes planes. Ces expressions intégrales vérifient les équations de Maxwell, et vont servir à P. Török dans ses nombreux travaux [134, 131, 135, 132, 117, 129, 130, 128, 146] pour traiter la traversée d'un dioptre diélectrique à l'aide des conditions aux limites, puis à la sortie d'un empilement de couches minces, mais sans calculer pour autant le champ à l'intérieur de l'empilement. Les calculs concernent un champ incident polarisé linéairement suivant une direction Ox [149]. Il est alors judicieux de reprendre le formalisme matriciel introduit par L. E. Helseth [46] qui résume les opérations linéaires appliquées au vecteur force de champ \mathbf{a} (changement de repère, rotations...) en prenant le soin de considérer le champ \mathbf{a} comme local, à savoir qu'il dépend des coordonnées de la pupille (s_x, s_y) . Ceci permet d'introduire une liberté appréciable dans les paramètres de modélisation (comme la possibilité de manipuler les champs à polarisation non uniforme ou une distribution d'intensité quelconque) qui se révélera adapté à la compréhension et à l'apport d'innovation dans un système de focalisation en champ proche.

2.4.1 Un modèle électromagnétique rigoureux pour la manipulation de l'éclairage

Dans cette partie on s'intéressera à l'influence de la répartition d'amplitude dans le plan de la pupille, ainsi qu'à la nature de la polarisation incidente : deux paramètres importants qui entrent en compte dans le calcul de la PSF [14] vectorielle. La décomposition du champ électromagnétique en ondes planes permet de faire un lien direct entre le spectre angulaire et la fréquence portée par l'onde plane en question. Pour cela, il faut généraliser l'écriture du champ donnée précédemment par l'équation (2.17) à un milieu multicouche (fonction diélectrique présentant des sauts) dans la direction (Oz) de propagation. Mais aussi gérer le couplage champ proche à travers le multicouche. L'influence de la lentille ainsi que du multicouche sur les différentes incidences des vecteurs d'onde doit être réécrite dans un formalisme plus simple, laissant le calcul intégral comme étape finale.

Dans le plan de la pupille d'entrée du système, le champ incident est transverse, et peut être décrit localement par

$$\mathbf{E}_0 = \begin{bmatrix} a(k_r, k_\Phi) \\ b(k_r, k_\Phi) \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2.18)$$

L'effet de la lentille sur le vecteur champ est plus simple si l'on se met dans le plan méridien k_Φ . Le changement de repère sera représenté par une matrice de rotation d'angle k_Φ laissant l'axe optique stable, elle sera notée

$$\mathbf{B} = \begin{bmatrix} \cos k_\Phi & \sin k_\Phi & 0 \\ -\sin k_\Phi & \cos k_\Phi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (2.19)$$

Dans ce plan méridien k_Φ la lentille incline le vecteur d'onde vers l'origine du repère (O, x, y, z) ²⁵ de l'angle α_1 (l'indice est celui du premier milieu, celui de la lentille) qui vérifie : $k_r/k_1 = \sin \theta_1$ et $k_{z1}/k_1 = \cos \theta_1$ ²⁶. La rotation laisse stable le vecteur unitaire \mathbf{e}_Φ de la base méridienne $(\mathbf{e}_r, \mathbf{e}_\Phi, \mathbf{z})$ et s'écrit :

$$\mathbf{L} = \begin{bmatrix} k_{z1}/k_1 & 0 & k_r/k_1 \\ 0 & 1 & 0 \\ -k_r/k_1 & 0 & k_{z1}/k_1 \end{bmatrix} \quad (2.20)$$

ainsi on peut écrire simplement le champ électrique dans la pupille de sortie Ω' : $\mathbf{E}_1 = \mathbf{M}\mathbf{E}_0$ avec $\mathbf{M} = \mathbf{B}^{-1}\mathbf{L}\mathbf{B}$.

Ce champ électrique en sortie de pupille va se focaliser dans un milieu stratifié, subissant multiples réflexions et transmissions. Il s'agit de pouvoir accéder à la valeur du champ en n'importe quel point P de la région focale, c'est pourquoi on écrit, dans une couche quelconque d'indice i , que le champ force (ou la décomposition en ondes planes) décrit dans l'Eq.(2.17) devient

$$\mathbf{a}_i(k_r, k_\Phi) = \left[e^{ik_{zi}z} \mathbf{M}_i^+ + e^{-ik_{zi}z} \mathbf{M}_i^- \right] \mathbf{a}(k_r, k_\Phi) \quad (2.21)$$

à savoir, une somme cohérente (on somme les amplitudes) d'ondes propagatives et contra-propagatives à l'intérieur de la couche i . Les matrices \mathbf{M}_i^+ et \mathbf{M}_i^- décrivent l'altération de chaque onde plane (k_r, k_Φ) par les transmissions et réflexions effectives des couches avant et après la i^{me} couche, pour les ondes progressives et régressives respectivement.

Le calcul des coefficients effectifs de transmission et de réflexion spécifiques à des interfaces internes, nécessite de se situer dans la base propre de Fresnel : le plan d'incidence est défini par le plan formé par (\mathbf{k}, \mathbf{z}) où \mathbf{z} est le vecteur normal au multicouche. On construit le vecteur normal à ce plan : $\mathbf{u} = \mathbf{k} \times \mathbf{z} / |\mathbf{k} \times \mathbf{z}| = \mathbf{s} \times \mathbf{z} / |\mathbf{s} \times \mathbf{z}|$ et enfin le vecteur du plan d'incidence perpendiculaire à \mathbf{k} : $\mathbf{v} = \mathbf{u} \times \mathbf{k}$. La base $(\mathbf{u}, \mathbf{s}, \mathbf{v})$ constitue la base de Fresnel directe où \mathbf{u} porte le champ polarisé TE (ou s) et \mathbf{v} le champ électrique TM (s).

²⁵ Ainsi tous les rayons convergent vers O le foyer gaussien de la lentille, quelle que soit leur provenance. Le système est libre d'aberrations et focalise dans la limite de diffraction du champ électrique.

²⁶ Contrairement au formalisme utilisé par P. Török et L. E. Helseth, [131, 132, 46] les composantes du vecteur d'onde sont privilégiées aux fonctions trigonométriques. En effet le champ proche se caractérise par un moment parallèle supérieur à l'unité ($|k_r| > k_i$), ce que ne peuvent rendre comptes les fonctions cosinus et sinus sans formalisme étendu.

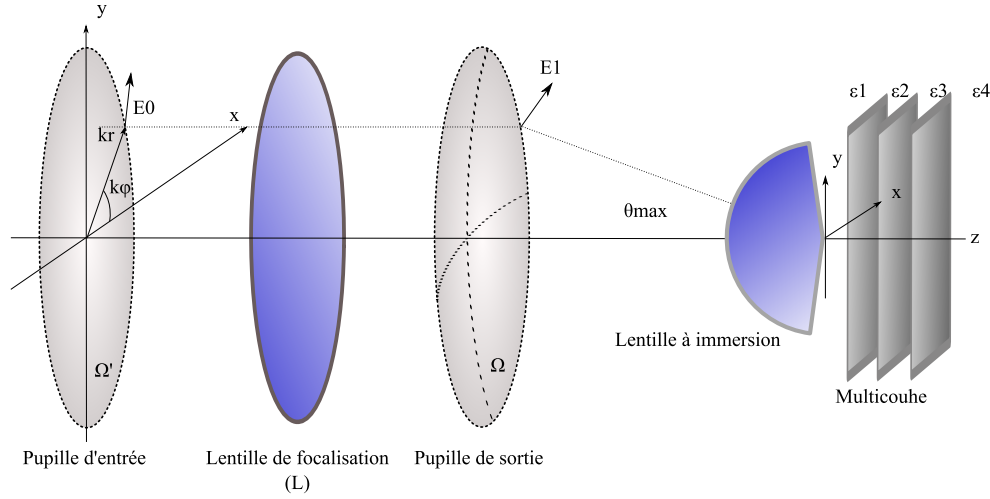


Fig. 2.11: Vue géométrique du problème de focalisation dans un milieu stratifié. Chaque onde plane est repérée dans la pupille d'entrée par ses coordonnées cylindriques (k_r, k_ϕ, k_z) , plus adaptées à la forme circulaire de la pupille. Cette onde plane porte dans cette base locale le champ vectoriel, noté \mathbf{E}_0 , auquel est adjoint le vecteur d'onde parallèle à l'axe optique pour former une base. La lentille effectue une rotation particulière du champ vectoriel de la pupille d'entrée vers la pupille de sortie. Cette transformation est notée \mathbf{M} , amène le vecteur d'onde du champ incident à un vecteur d'onde incliné d'un angle α (α_{max} lorsqu'il est en bord de pupille). L'espace est ainsi divisé en couches numérotées de 1 à N .

La norme du vecteur d'onde évolue de couche en couche (k_1, k_2, \dots, k_N) , sa composante radiale k_r se conserve, le vecteur change de direction, et la base change de milieu à milieu, et selon si on considère une onde progressive (notée $+$) ou pas (notée $-$). C'est pourquoi il convient de donner les définitions générales des bases de Fresnel :

$$\mathbf{s}_i^\pm = \frac{1}{k_i} \begin{bmatrix} k_r \cos k_\phi \\ k_r \sin k_\phi \\ \pm k_{zi} \end{bmatrix}; \quad \mathbf{u}_i^\pm = \mathbf{u} = \begin{bmatrix} \sin k_\phi \\ \cos k_\phi \\ 0 \end{bmatrix}; \quad \mathbf{v}_i^\pm = \frac{1}{k_i} \begin{bmatrix} \pm k_{zi} \cos k_\phi \\ \pm k_{zi} \sin k_\phi \\ -k_r \end{bmatrix}; \quad (2.22)$$

Ensuite, on écrit les matrices qui permettent de projeter sur les vecteurs de polarisation (TE et TM) : $\mathbf{P}_u = \mathbf{u}^t \mathbf{u}$ et $\mathbf{P}_{v_i^\pm} = [\mathbf{v}_i^\pm]^t \mathbf{v}_1$, où t désigne l'opération de transposition. Ces matrices vont permettre de se placer directement dans les bases propres et l'on pourra appliquer directement les coefficients effectifs de réflexion et de transmission. Le calcul de ces coefficients ne sera pas détaillé dans ce rapport. Il a déjà été effectué, par exemple dans les travaux de M. Mansuripur et de T. D. Milster *et al.* [87, 125, 153]. Simplement, en écrivant les continuités des composantes du champ aux interfaces $(1, \dots, N)$ pour \mathbf{E} et \mathbf{B} et en imposant un champ incident, on obtient une récurrence sur les coefficients intermédiaires, où, de toute évidence, l'ensemble des couches (amont et avant de la couche i) conditionne les champs intermédiaires [2, 139]. On notera ces coefficients : $C_i^{s/p+}(k_r, k_\phi)$ pour l'onde propagative et $C_i^{s/p-}(k_r, k_\phi)$ pour l'onde contra-propagative, calculés séparément pour les parties s et p de l'onde plane.

On obtient la décomposition en ondes planes à l'intérieur de la couche i , notée $\mathbf{a}_i(k_r, k_\phi)$ par une

transformation linéaire de l'onde originelle $\mathbf{a}(k_r, k_\Phi)$ en faisant intervenir les deux polarisations pour les deux sens de propagation :

$$\begin{aligned}\mathbf{a}_i(k_r, k_\Phi) &= [C_i^{s+}(k_r, k_\Phi)e^{ik_{zi}z}\mathbf{P}_u\mathbf{M} + C_i^{p+}(k_r, k_\Phi)e^{ik_{zi}z}\mathbf{P}_{v_i^+}\mathbf{M} \\ &\quad + C_i^{s-}(k_r, k_\Phi)e^{-ik_{zi}z}\mathbf{P}_u\mathbf{M} + C_i^{p-}(k_r, k_\Phi)e^{-ik_{zi}z}\mathbf{P}_{v_i^+}\mathbf{M}] \mathbf{a}(k_r, k_\Phi) \quad (2.23) \\ \mathbf{a}_i(k_r, k_\Phi) &= [e^{ik_{zi}z}\mathbf{M}_i^+ + e^{-ik_{zi}z}\mathbf{M}_i^-] \mathbf{a}(k_r, k_\Phi)\end{aligned}$$

Le parallèle est à faire avec l'Eq.(2.22) afin de reconnaître que l'expression de \mathbf{M}_i^\pm contient la contribution des deux polarisations. Reste à faire le lien entre l'expression de \mathbf{a} et le champ en pupille d'entrée \mathbf{E}_0 [149], un facteur scalaire dit radiatif²⁷ intervient dans l'expression de $\mathbf{a} = E_0\sqrt{\frac{k_{z1}}{k_1}}\mathbf{E}_1 = E_0\sqrt{\frac{k_{z1}}{k_1}}\mathbf{M}\mathbf{E}_0$ où \mathbf{E}_0 donné dans l'Eq.(2.18) désigne l'état de polarisation sur la pupille d'entrée du système écrit dans le formalisme de Jones [19] : $[1, i, 0]$ indique par exemple un faisceau polarisé circulairement.

Finalement, au voisinage du foyer, l'expression intégrale du champ dans la couche i prend la forme suivante :

$$\mathbf{E}_i(\mathbf{r}) = \frac{-iE_0}{2\pi} \int_0^{ON \cdot k_1} \int_{0, \Omega'}^{2\pi} \frac{e^{irk_r \cos(k_\Phi - \phi)}}{\sqrt{k_{z1}k_1}} [e^{ik_{zi}z}\mathbf{M}_i^+ + e^{-ik_{zi}z}\mathbf{M}_i^-] \mathbf{E}_0(k_r, k_\Phi) k_r dk_r dk_\Phi \quad (2.24)$$

où l'intégration sur l'angle k_Φ est donnée dans [149, 107] : $\int_0^{2\pi} e^{ink_\Phi} e^{irk_r \cos(k_\Phi - \phi)} dk_\Phi = 2i^n \pi J_n(rk_r) e^{in\phi}$. L'intégration sur k_r sera faite numériquement, bien que Rishi Kant ait développé ce type d'intégrale en séries de Gegenbauer convergentes²⁸ [58, 59]. Ce développement en série réduit le temps de calcul des intégrales. Cette formulation utilisant les composantes cylindriques du vecteur d'onde (Eq.(2.24)) se prête bien aux systèmes à immersion : le premier milieu peut être d'indice et d'ON suffisamment forts ($k_1.ON > 2\pi/\lambda$) afin que, si l'on observe le champ dans le milieu suivant d'indice unité (couche mince d'air) la relation de dispersion devient : $k_{z2}^2 = k_2^2 - k_r^2$. Ce moment radial k_r est le même que dans le milieu précédent et vérifie par conséquent $k_r^2 + k_{z1}^2 = (k_1.ON)^2$. Certaines ondes ayant des valeurs de k_r supérieures à la norme du vecteur d'onde dans un milieu spécifique vont générer, par réflexion totale interne, des ondes de Fresnel (voir 2.2.3) , qui sont la source du champ proche utilisé dans un système à immersion solide. Les ondes du milieu de focalisation étant propagatives, k_{z1} est réel et par conséquent $0 \leq k_r \leq k_1.ON$, mais certaines vérifient $k_2 \leq k_r \leq k_1.ON$ qui ont un moment radial supérieur à ce que peut supporter le milieu 2. Les constantes de propagation de ces ondes vont être complexes et, suivant la direction

²⁷Ce facteur radiatif permet d'équilibrer le passage de flux photonique entre une pupille plane et une pupille en calotte sphérique. Le flux est distribué sur une surface plus importante, puisque incurvée, d'une quantité égale au cosinus de l'angle que forme la normale de la surface avec l'axe optique. En passant aux amplitudes, un facteur $\sqrt{\cos}$ apparaît.

²⁸Cette solution présente plusieurs avantages par rapport à la discrétisation de l'espace de calcul qui est pratiquée dans notre modèle. En effet l'écriture en série se prête à la troncation et donc à un calcul numérique plus rapide, tout en gardant une majoration de l'erreur commise.

de propagation de l'onde en question, la valeur de $\pm k_{z2}$ est choisie de manière à engendrer la décroissance exponentielle de l'amplitude de l'onde, et respecter la non divergence de l'énergie. Si la couche d'air est suffisamment mince, les ondes de Fresnel atteignent la seconde interface avec un facteur d'amplitude de $e^{-|k_{z2}| \cdot (d_2 - d_1)}$ non négligeable (plus importante pour les ondes de faible moment radial) qui leur permet de cheminer vers le milieu 3. Généralement, celui-ci est choisi de manière à ce que son indice permette au vecteur d'onde de frustrer l'ensemble des ondes $k_2 \leq k_r \leq k_3$ avec par conséquent $k_3 \approx k_1 ON$. Ces ondes sont alors reconverties en ondes propagatives.

L'analyse du rôle des différentes parties de la pupille nécessite d'étendre le modèle précédemment décrit à un degré de liberté de plus sur l'intégrale s'effectuant sur le moment parallèle. Pour cela on reprend l'Eq.(2.24) et on fait rentrer la fonction complexe E_0 dans l'intégrale, non pas en tant que constante, mais en tant que fonction de k_r , on note alors abusivement $E_0(k_r)$. Comme l'examen souhaité sur la pupille est basique, on peut restreindre la fonction E_0 à une fonction complexe (pouvant contenir une partie de la pupille déphasée par rapport à une autre) constante par morceaux, par exemple :

$$E_0 = \begin{cases} t_1 & \text{si } 0 \leq k_r < f_1 \cdot k_1 ON \\ t_2 & \text{si } f_1 \cdot k_1 ON \leq k_r < f_2 \cdot k_1 ON \\ t_3 & \text{si } f_2 \cdot k_1 ON \leq k_r < f_3 \cdot k_1 ON \end{cases} \quad (2.25)$$

où (f_1, f_2, f_3) sont les subdivisions annulaires du cercle de rayon $k_1 ON$ sur la pupille, $(|t_j|, \arg t_j)$ sont respectivement la transmissivité et le déphasage propres à la zone j de la pupille. La limite de 3 zones est suffisante pour l'étude mais en cas de nécessité le nombre d'intervalles de la fonction E_0 pourra être étendu. Ainsi la fonction pupille vectorielle \mathbf{E}_0 permet à la fois de structurer l'ouverture et de spécifier des états de polarisations quelconques, à l'aide des fonctions a et b qui peuvent être non uniformes sur la pupille, aléatoires, ou cylindriques : radiale ou azimutale [5, 17, 20, 31, 46, 95, 102, 114, 4, 80, 152]. Ces degrés de libertés, sont les objectifs principaux du modèle de diffraction vectorielle ainsi implémenté, et permettent une analyse qualitative et quantitative sur la tête de lecture en champ proche.

2.4.2 La super-résolution électromagnétique

La modèle développé précédemment est capable de décrire avec précision la réponse d'un système de lecture de disques optiques, tenant compte de l'influence d'une fonction complexe de la pupille d'éclairage, ainsi que du multicouche dans lequel s'effectue la focalisation. L'obtention des composantes du champ au voisinage du point focal permet de reconstituer la réponse impulsionnelle.

En effet, la limite de résolution souvent citée dans la littérature [41, 113], $1.22\lambda/ON$ n'est

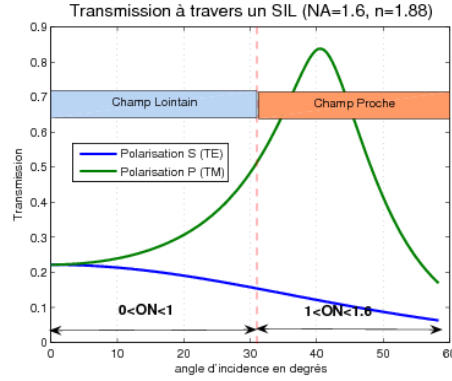
autre que la taille de la figure de diffraction obtenue pour de faibles ouvertures numériques de la pupille en considérant un champ scalaire et uniforme sur l'ensemble de la pupille circulaire. Les champs scalaires sont indifférents aux états de polarisation et n'ont qu'une composante. On ne s'attardera pas sur la quantification de l'erreur commise par le modèle scalaire par rapport au calcul rigoureux (voir [145]) mais le modèle scalaire est incomplet à décrire vectoriellement la focalisation.

Nous partirons de certaines observations sur les propriétés électromagnétiques du système : concernant l'origine de l'onde plane sur la pupille et sa structure de polarisation. L'information portée par l'onde plane est contenue dans son amplitude complexe. Toute l'information est réunie lorsque le spectre angulaire est reconstitué, à savoir l'ensemble des coefficients des ondes planes. Or sa capacité à se propager et à acheminer l'information (jusqu'au foyer par exemple, ou vers le détecteur) dépend de deux paramètres principaux : son moment transverse k_x équivalent à l'inclinaison θ et sa structure de polarisation.

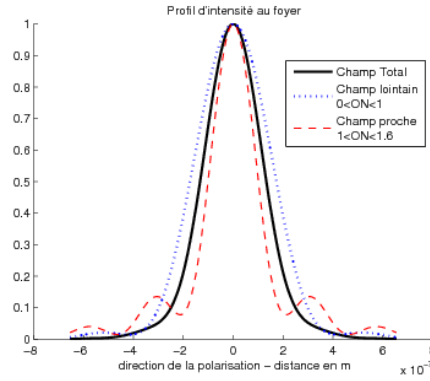
Considérons le cas d'une SIL dont l'indice est porté à $n = 1.88$ et dont le rayon marginal porte une ouverture numérique de $ON = 1.6$, soit un moment transverse maximal de $1.6k_0$: l'intervalle $[1; 1.6]k_0$ va générer du champ proche à la traversée d'une couche d'air. Ceci correspond à un angle critique de l'ordre de 32° . Donc l'analyse des différentes parties de la pupille se fera suivant ce critère d'angle critique. Les modifications effectuées sur le système doivent se faire uniquement dans la partie collection. Le système est déplié, la partie éclairage reste inchangée, par contre la lentille de collection d'ouverture totale $ON = 1.6$ subit les modifications : on peut alors aisément imaginer un diaphragme disque ou en anneau qu'on interposerait entre la SIL et l'objectif de focalisation. Un tel système possède une PSF différente, qui est illustré en figure 2.12(b).

La manipulation de l'amplitude de la pupille, revient à manipuler le plan de Fourier. En effet chaque onde plane repérée par son moment transverse, possède une amplitude $E_0(k_x)$ et accumule une phase $e^{ik_x x}$ en arrivant au foyer, et l'ensemble de ces ondes est sommé en un point. L'intégrale est équivalente formellement à une transformée de Fourier, où la pupille constitue l'espace des (k_x, k_y) et le foyer l'espace (x, y) . Les composantes hautes fréquences sont en bord de pupille. Les favoriser revient à étendre le support fréquentiel de E_0 et donc à confiner la distribution d'énergie dans le plan focal (espace réciproque). De la même manière réduire l'étendue de la pupille, et donc le support fréquentiel de la PSF, mène à l'élargissement de celle-ci.

La figure 2.12(a) permet de noter que la polarisation p est particulièrement adaptée au passage des rayons à forte ouverture à travers une discontinuité SIL/air. Nous allons dans un premier temps analyser les raisons tangibles qui rendent cette polarisation particulière. L'évolution de la base de Fresnel $(\mathbf{u}, \mathbf{s}, \mathbf{v})$ définie dans l'Eq.2.22 positionne la polarisation p dans un rôle particulier à la traversée de la lentille : le vecteur \mathbf{u} (qui ne porte que la composante s) étant invariant par la transformation de la matrice \mathbf{M} , elle reste elle-même par rapport au vecteur d'onde normalisé \mathbf{s} . En effet, la matrice \mathbf{M} produit une rotation locale autour d'un axe orthogonal au plan d'incidence,



(a) Transmission des polarisations s et p en fonction de l'angle d'incidence sur la SIL.



(b) Profil énergétique du spot pour une pupille annulaire (pointillés rouges), pour le disque central (pointillés bleus) et la pupille pleine (en noir gras).

Fig. 2.12: Étude des contributions respectives des ondes planes à la PSF d'une SIL d'ON= 1.6, dont le foyer est formé à l'interface SIL/air. Les incidences au-delà de l'angle critique $\arcsin(1/n)$ sont destinées à générer des ondes de Fresnel, leur domaine est à droite du trait vertical (pointillés rouges) et est qualifié de champ proche. Le domaine des incidences inférieures à l'angle critique sont de type champ lointain. La sous-figure (a) montre que la courbe de transmission des ondes polarisées p est supérieure, notamment dans le domaine du champ proche, à la transmission des ondes s . Les ondes p participent efficacement à l'acheminement de l'information haute fréquence. Dans la sous-figure (b), le rôle respectif des deux zones de la pupille (champ proche et lointain) est illustré à travers le profil des spots que produisent ces pupilles réduites. En polarisation circulaire (mélange équivalent de s et p), le champ proche (pupille annulaire) produit un spot plus confiné que le champ lointain seul ou combiné avec le champ proche.

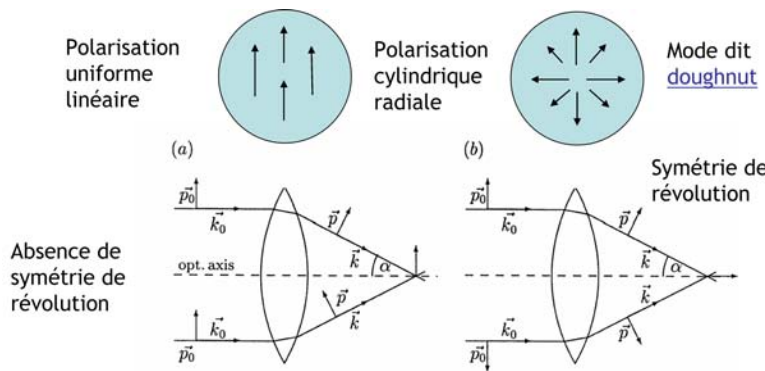


Fig. 2.13: Évolution de la polarisation à la traversée d'une lentille de focalisation. A gauche la pupille classique (a) polarisée (uniformément) linéaire qui mélange les deux types d'onde selon le plan d'incidence (z, k), est comparée à une polarisation radiale (b) qui est purement TM quel que soit le plan d'incidence. La sommation vectorielle au foyer est différente selon le cas.

donc colinéaire à \mathbf{s} . A cet effet la figure 2.13²⁹ compare les directions des vecteurs de polarisation dans la région focale d'une pupille classique (polarisation uniforme linéaire) et d'une pupille radiale (polarisation cylindrique à composantes uniquement radiales). Les tracés de vecteur de la figure 2.13 donnent la présence relative des composantes du champ (E_x, E_y, E_z) au voisinage du foyer, par sommation vectorielle. Pour la polarisation linéaire, sa somme des composantes au foyer dépend de la coupe d'incidence. Pour un plan d'incidence qui suit la direction de polarisation (y), comme dans la figure 2.13(a) la somme des vecteurs est suivant (y) mais les deux vecteurs n'étant pas colinéaires la somme n'est pas maximale. Dans le cas d'une coupe (x) la somme est maximale et suivant (y). Donc elle s'approche de la sommation scalaire, et l'effet vectoriel est moins fort. La polarisation radiale (pure p) présente la même situation quel que soit le plan d'incidence : les deux vecteurs se somment pour donner un vecteur orienté vers \mathbf{z} . De surcroît, si on ajoute les composantes selon x et y , elles s'annulent. L'effet vectoriel est plus fort, ce qui indique qu'on s'éloigne de la prédiction scalaire en deux points : on perd la symétrie de révolution, et la polarisation p subissant une rotation à la focalisation va jouer un rôle de confinement important.

Le tracé, bien que sans rigueur calculatoire, permet d'évaluer l'écart du modèle scalaire pour chacun des cas : lorsque les vecteurs au voisinage du foyer sont quasi colinéaires, le modèle scalaire est prédictif. Si, comme dans le cas de la polarisation radiale, une composante est renforcée, le modèle scalaire est moins valide.

Le modèle rigoureux décrit plus haut peut fournir avec précision le poids de ces composantes : et la figure 2.14 confirme les prédictions du tracé plus haut, à savoir l'exaltation de la composantes E_z pour la polarisation radiale, et l'interchangeabilité des composantes E_x, E_y pour ce cas, alors que ces mêmes composantes restent orthogonales dans le cas circulaire.

En modifiant l'état de polarisation et la pupille d'éclairement d'un système de focalisation, la répartition des composantes et donc de l'intensité au voisinage du foyer est altérée. Il suffit par conséquent de favoriser les ondes p , efficaces à transmettre les hautes fréquences à travers la SIL, par l'application d'une polarisation radiale par exemple [102, 31]. On peut aussi minimiser la présence des composantes basses fréquences du spectre angulaire en appliquant une ouverture annulaire sur la pupille. Le résultat de ces conclusions sont montrés dans la figure 2.12.

2.4.3 États de polarisation, champs non transverses et super-résolution

Comme constaté au paragraphe précédent, la polarisation radiale, propice au confinement du champ au foyer, apporte des composantes supplémentaires E_z du champ. Ceci lève la question de la transversalité : la lumière se propage principalement suivant l'axe (Oz) car au foyer le front d'onde est plan et pourtant le champ une composante E_z prépondérante. Or dans un milieu

²⁹Le mode en forme d'anneau est dit *doughnut*, notamment parce que la polarisation n'étant pas définie au centre du faisceau, l'amplitude y est forcément nulle. Ces modes sont dits de Bessel-Gauss[4, 17, 45, 113], et même si certains présentent un centre sombre sous leur forme collimatée, ce n'est généralement pas le cas pour le spot focalisé.

isotrope, chaque onde plane est transverse, et ses composantes de champ se trouvent toujours dans le plan orthogonal au vecteur d'onde (\mathbf{k}), appelé aussi le plan de polarisation. Pour répondre à cette problématique concernant la nature transverse ou non du champ, il faut étudier les états de polarisation du champ au foyer.

Polarisation en présence des 3 composantes du champ Au voisinage du foyer les 3 composantes du champ, (E_x, E_y, E_z) sont présentes, avec la particularité qu'aucune d'elles n'a une amplitude négligeable. Il faut donc tenir compte des trois vecteurs complexes pour trouver le plan de polarisation. Ce plan est moins intuitif que dans le cas où seulement deux composantes sont présentes, par exemple, dans le cas des composantes (E_x, E_y) d'un champ transverse collimaté, le plan de polarisation est le plan normal à la direction de propagation du champ. La référence [19] indique une méthode à suivre. Elle consiste à écrire le champ vectoriel comme la somme de deux vecteurs orthogonaux au sens de la phase (déphasés de $\pi/2$) : $\vec{E} = \vec{p} + i\vec{q}$. Les vecteurs (\vec{p}, \vec{q}) sont des vecteurs orthogonaux appartenant au plan de la polarisation. Dans ce plan de polarisation, la courbe paramétrique décrit généralement une ellipse au cours du temps, et cette ellipse est orientée avec un certain angle η . Par conséquent, on obtient une paire de semi-axes (\vec{a}, \vec{b}) de l'ellipse de polarisation en effectuant $\vec{a} + i\vec{b} = (\vec{p} + i\vec{q})e^{-i\eta}$, soit en redressant (\vec{p}, \vec{q}) d'un angle $-\eta$. L'angle de rotation est défini par $\tan 2\eta = 2\vec{p} \cdot \vec{q} / (p^2 - q^2)$. Le plan de l'ellipse sera généralement indiqué par son vecteur normal $\vec{n} = \vec{a} \times \vec{b} / (ab)$, et son ellipticité sera indiqué le rapport entre a et b .

Choix de la lentille d'immersion Le modèle précédemment décrit sera utilisé pour étudier un système champ proche utilisant une lentille aplanétique en diamant, fournissant un milieu de fort indice $n_D = 2.45$ à la longueur d'onde d'étude ($\lambda = 405nm$). La SIL super-sphérique est un bon candidat pour maximiser l'ouverture numérique, grâce au facteur n^2 sur l'amplification. On cherche à pousser au maximum l'ouverture numérique du système final (notée ON') pour révéler les effets vectoriels et les états de polarisation du système. À indice d'immersion très élevé, l'amplification du moment photonique est un phénomène majoritaire devant l'amplification angulaire du dioptré, ce qui peut inciter à ne pas recourir à la solution générale de la SIL. Il faut donc quantifier les gains obtenus avec les différents types de lentilles afin de déterminer l'importance de l'écart relatif. L'ouverture numérique incidente ON n'est pas imposée, on peut donc exhiber l'ensemble des lentilles à immersion solide qu'offre le diamant (voir figure 2.16 page 63).

Nous disposons à présent des paramètres qui décrivent la meilleure lentille à immersion à utiliser. Il serait intéressant de pouvoir la comparer aux performances de la SIL super-sphérique, afin de vérifier si l'effet matériau domine l'influence du dioptré. L'ON' maximale que peut atteindre un système à immersion utilisant une telle SIL est $ON' = n_D^2 ON_m$, où ON_m est l'ouverture

Système combiné avec une	hSIL	sSIL	gSIL
Valeur maximale d'ON'	2.2	2.27	2.44

Tab. 2.1: Récapitulatif des performances maximales des différentes SIL lorsque un milieu à immersion de fort indice est utilisé. L'indice du diamant à 405 nm est environ de 2.45, soit l'une des valeurs les plus élevée à cette longueur d'onde. Il présente l'intérêt de montrer si la nouvelle SIL reste avantageuse dans une situation où l'importance de la forme du dioptre est moindre.

numérique maximale que peut exploiter une conjugaison de type Young-Weierstrass. On peut déterminer l'ouverture maximale³⁰ en traçant le rayon marginal qui heurte le point anguleux de la sSIL (voir figure 2.17). On a $ON_m = \sin(\arctan(1/n_D))$. Soit dans notre cas la configuration de exploitant cette sSIL développe au mieux une valeur de $ON' = 2.27$, contre 2.44 pour la nouvelle SIL, soit une différence de 7.5%. Par ailleurs, dans une situation équivalente à celle de la nouvelle SIL, la SIL hémisphérique permettrait au système de développer $ON' = n_D ON = 2.2$. Ces données sont récapitulées dans le tableau 2.1.

Ainsi ce système à ouverture numérique de 2.44 sera utilisé pour focaliser le faisceau laser dans un empilement contenant une couche active à changement de phase, et qui a été précédemment décrit (2.1.2). Les système à ouverture numérique aussi importantes sont utilisés pour de l'enregistrement en première surface[159]. En effet, l'enregistrement en profondeur (sous une couche protectrice) nécessite que la *cover-layer* soit la continuation de la SIL, imposant à la couche protectrice d'avoir un indice aussi élevé que celui du diamant, ce qui n'est pas envisageable.

Ellipticité de la polarisation au voisinage d'un foyer à très haute ouverture numérique L'ellipticité de la polarisation sera étudiée pour deux types d'éclairage, le première est celui utilisée dans les têtes de lecture : le faisceau incident est polarisé de manière uniforme circulaire. Le deuxième type d'éclairage est effectué par un faisceau de Bessel-Gauss polarisé radialement. Le but est d'établir une comparaison entre les deux configurations.

Dès une première analyse (figure 2.19), on constate que l'état de polarisation généré par un système polarisé ciculairement ne possède pas de symétrie circulaire. En effet, la structure du faisceau collimaté est invariante par rotation, mais considérons la décomposition sur la base locale générée par le plan d'incidence, la projection (orienté d'un angle α par rapport à Ox) sur le vecteur \mathbf{u} (porteur de la polarisation TM, voir la section 2.4.1 page 47 pour plus de détails sur le formalisme) des deux composantes \mathbf{e}_0 et $\mathbf{i}\mathbf{e}_0$ de la polarisation circulaire est $\mathbf{u}(\alpha) =$

³⁰Notion à ne pas confondre avec la borne supérieure de cette ouverture maximale acceptable. Celle-ci est obtenue en considérant toute la sphère (voir figure 2.17, rayon en pointillé), et le rayon marginal à considérer est par conséquent celui qui tangente cette sphère, comme indiqué dans l'étude[52]. Il est possible par ailleurs une autre méthode pour arriver au même résultat. C'est de considérer le moment photonique maximal dans un milieu d'indice n_D : $n_D k_0$, donc le photon de plus fort moment que peut générer le système final vérifie $k_0 ON' = n_D^2 ON_m k_0 = n_D k_0$. Donc $ON_m = 1/n_D$ est la borne supérieure.

$\cos \alpha \mathbf{e}_0 + \sin \alpha i \mathbf{e}_0$. La composante TM est par conséquent dépendante de l'angle α , à cause du déphasage de $\pi/2$ entre les deux composantes de la polarisation circulaire. Il n'y a donc pas invariance des composantes locales par rotation. Par contre, lorsque le plan d'incidence tourne de 90° , le vecteur \mathbf{u} retrouve la même norme, et retrouve une valeur opposée lors d'une rotation 180° , ce qui se traduit par la même ellipticité. Autrement dit, on peut toujours diviser le plan d'ellipticité en 2 cadrans, symétriques l'un de l'autre, et au mieux, en quatre cadrans identiques deux à deux.

Par ailleurs l'ellipticité change lorsque le champ se propage depuis l'interface inférieure de la SIL à travers la couche mince d'air. La participation des ondes évanescentes issues de cette interfaces altèrent l'état d'ellipticité du faisceau. Et c'est encore le cas dans la couche absorbante : le vecteur d'onde des ondes propagatives acquiert des valeurs complexes car elles font intervenir l'indice du GeSbTe. En effet, composantes du champ se voient attribuer des conditions aux limites spécifiques, et donc des coefficients ayant des phases différentes, ce qui se traduit par une altération complexe de l'état de polarisation, qui réside dans le déphasage entre les composantes du champ.

Malgré le caractère imprévisible de ces propriétés vectorielles du champ, le modèle permet de rendre compte des états du champ de manière qualitative. Les procédures de dépôts de couches minces évoluent en précision d'épaisseur et le contrôle des conditions de dépôt permettent de réaliser des empilements aux propriétés de plus en plus stables et conformes. Cet avantage pourrait être exploité pour une optimisation vectorielle de l'empilement. En effet, la visibilité des marques contenues dans la couche active, est généralement optimisée par des processus scalaires : les épaisseurs sont conçues de manière à ce que les multiples réflexions internes favorisent impact accentué des marques sur le champ réfléchi. Or les conditions aux limites régissent les quantités de champ réfléchi, absorbée et transmise, et dépendent fortement de la structure de polarisation locale du champ. Ainsi, la réactivité d'un empilement de disque optique à la polarisation du faisceau laser peut être mise à contribution par ce type d'étude, et assister à la conception de disques adaptés à des systèmes oeuvrant à forte ouverture numérique, là où les considérations scalaires deviennent obsolètes.

Transversalité du champ au foyer Tout champ se décompose dans l'espace réciproque (espace des vecteurs d'onde) en partie longitudinale et en partie transverse :

$$\mathbf{E}(\mathbf{k}) = E_L(\mathbf{k})\mathbf{k}/|\mathbf{k}| + \mathbf{E}_T(\mathbf{k}) \quad (2.26)$$

De même, dans l'espace réel $\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_T(\mathbf{r}) + \mathbf{E}_L(\mathbf{r})$ qui ont les propriétés d'avoir respectivement une divergence et un rotationnel nuls [56, 19] :

$$\begin{cases} \nabla \cdot \mathbf{E}_T(\mathbf{r}) = 0 \\ \nabla \times \mathbf{E}_L(\mathbf{r}) = 0 \end{cases} \quad (2.27)$$

Dans l'espace réciproque, chaque composante du champ transverse s'écrit dans une base bi-dimensionnelle, et ne peut avoir que deux polarisations indépendantes ($e_{0u}\mathbf{u} + e_{0v}\mathbf{v}$ avec e_{0u} et e_{0v} deux nombres complexes indépendants), toutes deux perpendiculaires au vecteur d'onde \mathbf{k} . On a alors

$$\mathbf{E}_T(\mathbf{r}) = \int_{\mathbf{k}} \mathbf{e}_0(\mathbf{k}) a(\mathbf{k}) e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} d\mathbf{k} \quad (2.28)$$

où $a(\mathbf{k})$ est communément appelé spectre angulaire[42]. Le champ magnétique, de divergence nulle, ne contient pas de composante longitudinale, qui est par conséquent une propriété du champ électrique. En partant des équations de Maxwell[56], nous allons tenter de saisir la nature des parties longitudinales et transverses. En l'absence de courant de charge surfacique, l'équation de propagation s'applique naturellement au champ transverse :

$$\frac{d^2}{dt^2} \mathbf{E}_T(\mathbf{r}) + c^2 |\mathbf{k}|^2 \mathbf{E}_T(\mathbf{r}) = 0 \quad (2.29)$$

Ce qui indique que le champ transverse est le champ rayonné qui peut se propager librement dans l'espace. Cette dernière équation impose une loi de dispersion sur les vecteurs d'onde : on peut écrire, lorsque le champ se propage dans un espace transparent de densité (ou d'indice) n que les trois composantes de \mathbf{k} sont liées par $k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = n^2 \left(\frac{\omega}{c}\right)^2$, restreignant ainsi la norme de \mathbf{k} . C'est cette limitation naturelle du vecteur d'onde total, et donc du moment p qui est sous-jacente à la limite de diffraction. C'est donc la partie transverse du champ qui limitée par la diffraction, et qui ne peut porter toutes les gammes de fréquences spatiales.

D'autre part la partie longitudinale du champ a une divergence qui est générée par une distribution de charge de taille quelconque : $\nabla \cdot \epsilon \mathbf{E}_L = \rho$. C'est le champ Coulombien, il rayonne en champ lointain, mais est issu de zones de charges. Il existe des plan dans l'espace où ce champ est confiné à une taille plus petite que la limite de diffraction.

Nous pensons que l'ajout de champ non-transverse est un moyen d'atteindre un confinement inférieure à la limite de diffraction. Un moyen de mesurer la quantité de champ non transverse serait d'indiquer la normale au plan de polarisation : si cette normale est dans la direction de propagation du vecteur d'onde, le champ est principalement transverse. Si par contre la normale forme un angle important avec la direction principale de propagation Oz , dépassant même l'ouverture géométrique du système, alors cela indique la présence non négligeable de composante longitudinale (voir figure 2.22).

Le système à polarisation radiale, possède en son foyer une quantité de champ non transverse plus importante que ce que produit le même système en polarisation usuelle (circulaire). Ce qui

permet de confirmer le lien entre le fort confinement que produit la polarisation pleinement TM (radiale) et le champ longitudinal qu'elle génère.

Prospectivement³¹, afin de favoriser le contrôle du champ longitudinal, on peut imaginer une calotte diélectrique anisotrope enveloppant la SIL. Son envergure tridimensionnelle permettrait de manipuler la troisième composante du champ E_z , même cela se fait dépendamment des deux autres composantes. Alors qu'une surface plane anisotrope disposée dans l'espace du faisceau collimaté ne permettrait que la manipulation des deux autres composantes. Par ailleurs, il est possible d'envisager, comme annoncé au paragraphe précédent, un empilement qui favorise la présence des composantes longitudinales. Nous avons vu que ce dernier altère l'état général de la polarisation, et de la balance des composantes transverses/longitudinales. Reste à trouver la propriété maîtresse du matériau qui fasse pencher la balance dans le bon sens.

2.5 Conclusion et perspectives

Ce chapitre regroupe un travail qui tend à améliorer le système à immersion solide. Un travail théorique sur le phénomène de focalisation a permis de donner sens aux différentes parties de la pupille d'éclairage et de souligner l'importance de la structure de polarisation incidente. Ces paramètres sont à optimiser. Pour la structuration de la polarisation, il est possible d'inclure une lame quart d'onde composite, produit d'assemblage de quatre (ou plus) lames quart d'onde ayant des axes neutres judicieusement orienté. L'intégration d'un tel composant dans un système de lecture est envisageable. Par contre, les filtres spatiaux, destinés à favoriser les zones externes de la pupille d'éclairage, réduisent la puissance utilisable de la diode laser, et leur utilisation pose donc un problème, à moins que la puissance des diodes laser à 405nm n'évolue de manière significative. L'amélioration du système, comme indique au premier chapitre, est quantifiable au confinement de la réponse impulsionnelle $I_{imp} \propto |\mathbf{h}_0(x, y)|^2$ avec \mathbf{h}_0 la distribution désormais vectorielle du champ au foyer. On prendra comme critère de mesure de la PSF la largeur à mi-hauteur (*full-width at half maximum*, FWHM) d'un coupe quelconque du plan (x,y) passant par le centre.

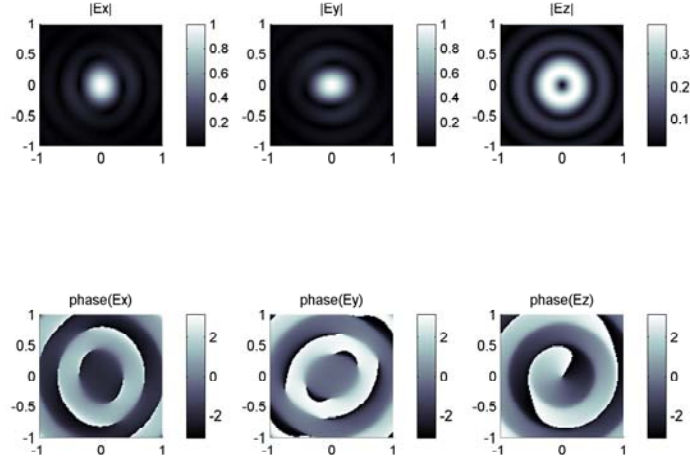
On peut quantifier un gain global apporté au système de +50% en densité surface d'enregistrement : en utilisant la nouvelle SIL combinée avec une polarisation radiale et un filtrage spatial de la pupille (figure 2.23). Ce gain est appréciable, mais les marges sont de plus en plus étroites lorsqu'on opère à très haute ouverture numérique³², et l'extrême confinement entraîne aussi l'apparition de rebonds en forme d'anneaux externes visibles dans la figure 2.23. Ces anneaux peuvent gêner la lecture des marques adjacentes.

Ayant ainsi porté le système à immersion solide à certaines limites, réside cependant le pro-

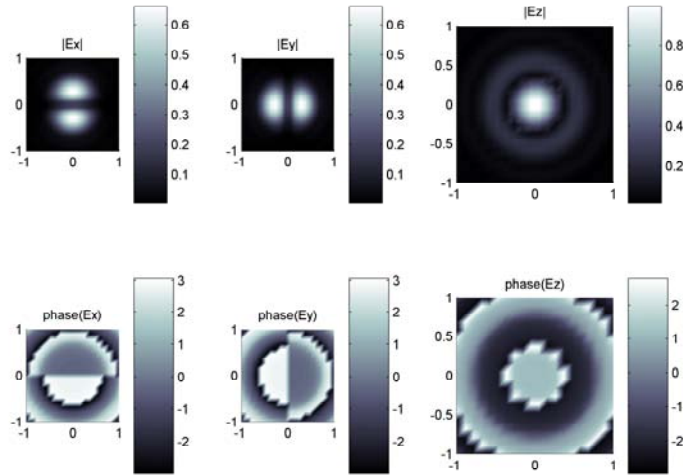
³¹Idées fruits de discussions avec le Pr. P. Török de l'Imperial College de Londres.

³²Constation relevée en pratiquant le modèle vectoriel.

blème de la hauteur de survol. En effet, la distance entre la SIL et le disque doit rester inférieur à 30nm. Le chapitre suivant se propose de trouver une solution à ce problème inhérent à la nature évanescence des ondes du champ proche.



(a) Composantes au foyer d'un système polarisé circulairement.



(b) Composantes au foyer d'un système polarisé radialement.

Fig. 2.14: Présence relative des composantes du champ (E_x, E_y, E_z) au voisinage du foyer (figures du haut), ainsi que leurs phases respectives (figures du bas). Les axes directionnels sont indiqués en unités de longueur d'onde λ . Ce champ est fortement focalisé à l'intérieur d'une SIL d'indice 1.55, et développe une $ON=1.53$. Le champ traverse d'une mince couche d'air (25nm) à l'issue de laquelle il entre dans un substrat de disque optique d'indice 1.6. Les composantes vectorielles de la PSF sont analysées pour deux types de polarisation incidentes sur la pupille : pour un champ incident polarisé circulairement (figure (a)) la composante E_z est relativement présente (40% du maximum) et absente au centre. Lorsque le champ incident est polarisé radialement dans la figure (b). Sous cet éclairage purement $TM(p)$ on remarque que la composante E_z est dominante. La phase n'évolue que radialement pour ce système, ce qui n'est pas le cas lorsque la polarisation est circulaire : une composante azimutale se manifeste, très prononcée pour la composante E_z et dénote la présence d'un moment angulaire orbital pour le photon.

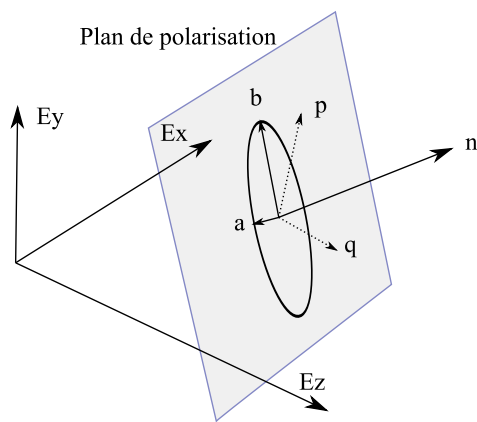
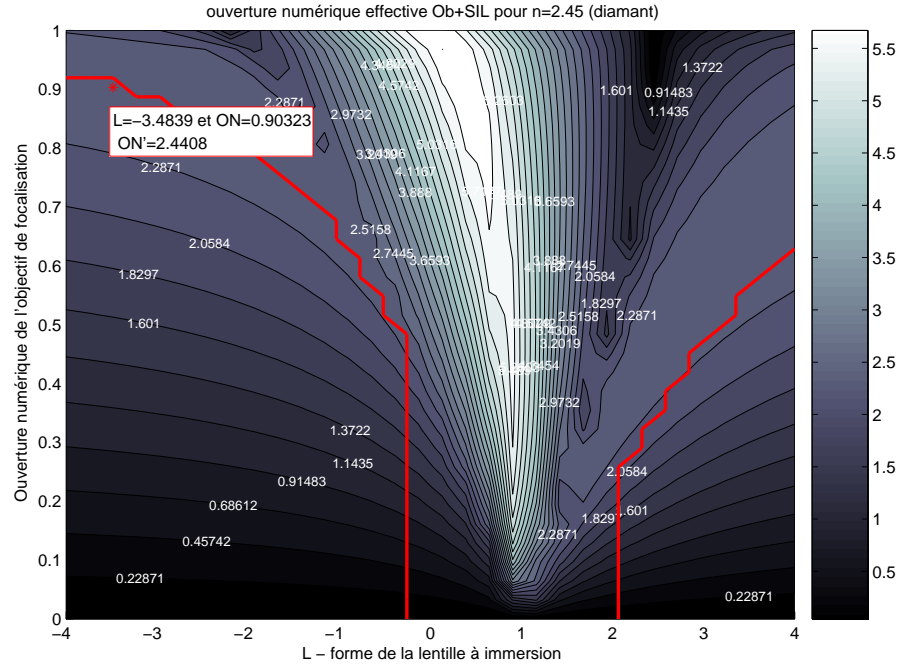
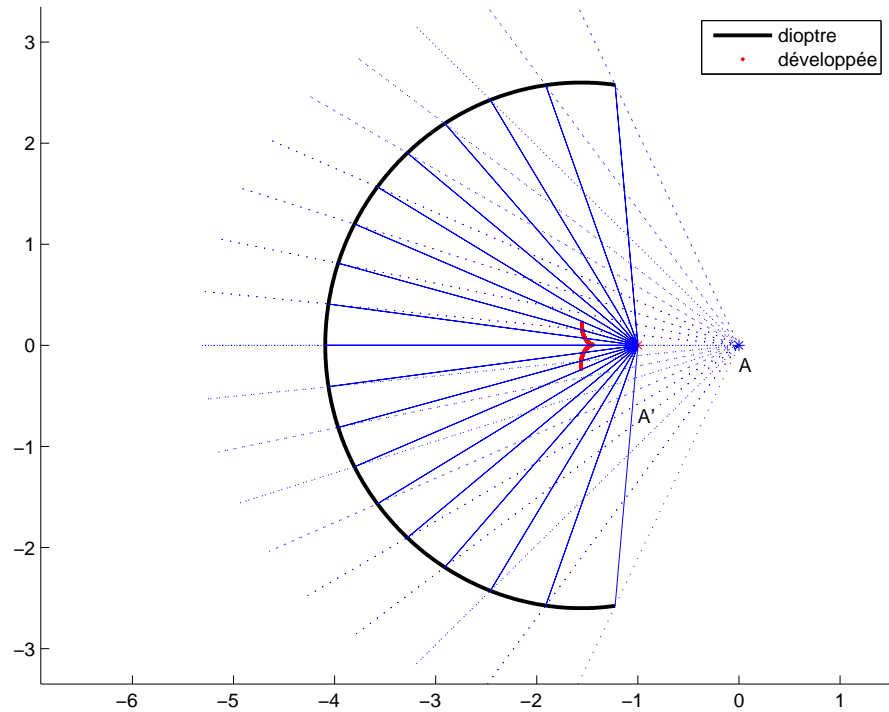


Fig. 2.15: Détermination du plan de polarisation en présence des trois composantes du champ électrique. Le couple de vecteurs (\vec{a}, \vec{b}) est dit paire de semi-axes de polarisation[19]. Il est extrait par rotation des vecteurs (\vec{p}, \vec{q}) appartenant au plan de la polarisation (plan de l'ellipse). \vec{n} est le vecteur normal à ce plan.



(a) Ensemble des solutions de dioptre en diamant.



(b) Allure du dioptre en diamant le plus performant.

Fig. 2.16: Cartographie représentant l'ouverture numérique (ON') d'un système en fonction de l'ouverture numérique de l'objectif de focalisation (ON) et de la forme du dioptre (paramètre L) d'une lentille à immersion en diamant ($n = 2.45$). Seuls les points en dessous de la courbe rouge donnent lieu à des dioptres réalisables (cf. 2.3 page 39). Les iso-courbes indiquent les positions (L, ON) de systèmes d'égale performance. En sous-figure (b) l'allure du dioptre résultant des points (L, ON) en trait noir épais. La développée est tracée en rouge, et son extension confirme que cette solution ne correspond pas à une SIL sphérique.

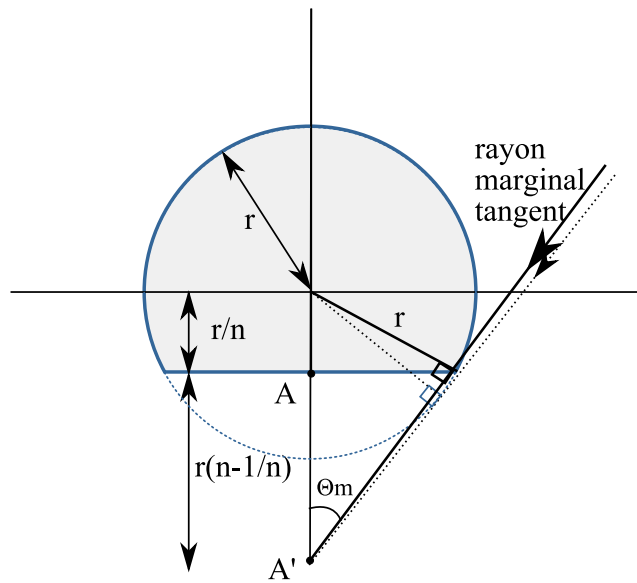


Fig. 2.17: Explication géométrique à l'ouverture numérique maximale acceptable pour une SIL super-sphérique. La borne supérieure de cette valeur traitée dans [52] est la valeur de l'angle obtenue pour le rayon tangent à la sphère. Ce rayon est tracé en pointillés.

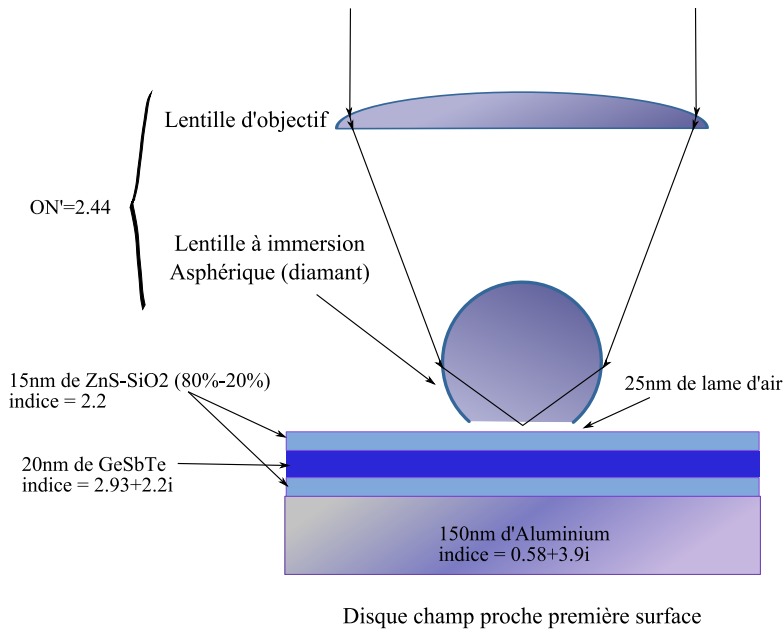
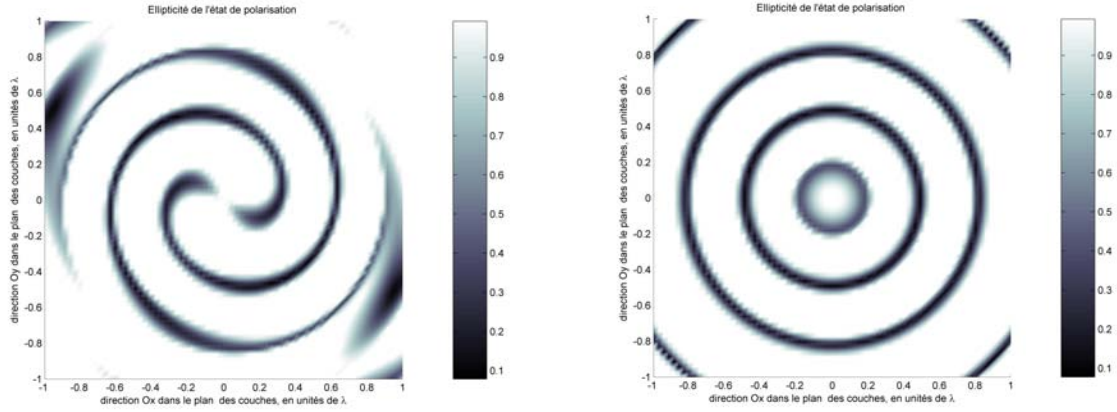


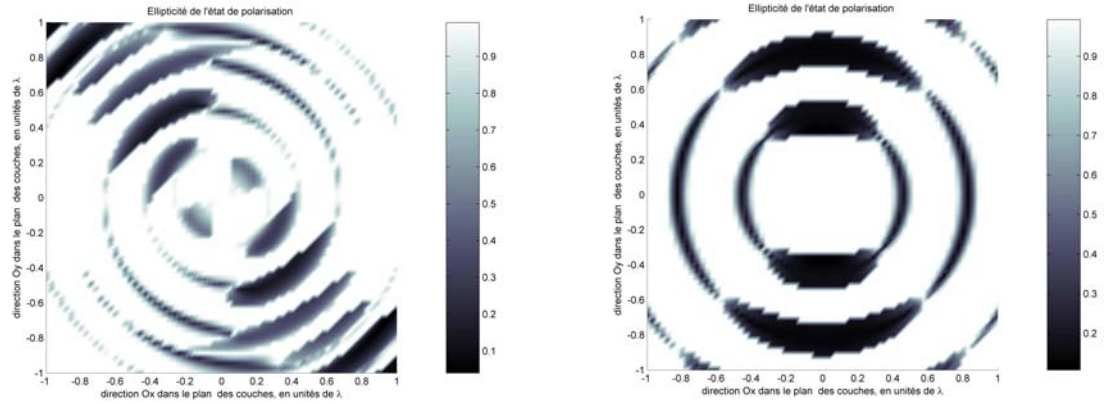
Fig. 2.18: Structure du système dans lequel les états de polarisation sont analysés. La couche active absorbante est une mince couche de changement de phase[10] encapsulée de diélectrique de part et d'autre. Les indices optiques proviennent de mesures effectuées au laboratoire.



(a) Ellipticité du champ pour un éclairage en polarisation circulaire.

(b) Ellipticité du champ pour un éclairage en polarisation radiale. La symétrie de révolution est conservée.

Fig. 2.19: Ellipticité des états de polarisation générés par un système à immersion solide d'ouverture numérique 2.44, lorsque le faisceau incident sur le système est polarisé circulairement (a) et radialement (b). Les valeurs d'ellipticité voisines de l'unité (zones blanches) indiquent une polarisation locale proche de la polarisation circulaire. Des valeurs autour de zéro correspondent à une polarisation linéaire. Les points de surface à valeurs intermédiaires ont une polarisation elliptique.



(a) Ellipticité du champ pour un éclairage en polarisation circulaire, après traversée d'une couche d'air, mince de 25nm.

(b) Ellipticité du champ pour un éclairage en polarisation circulaire. Le plan d'observation est la couche active du disque (GeSbTe).

Fig. 2.20: Evolution de l'ellipticité des états de polarisation selon le plan d'observation. L'exemple pris est celui d'un système à faisceau incident polarisé circulairement. La figure de haut (a) indique les états après la traversée d'une lame d'air de 25nm. C'est l'espace qui sépare le disque optique de la surface inférieure de la SIL. La figure (b) du bas montre l'état général de l'ellipticité dans la couche active et absorbante.

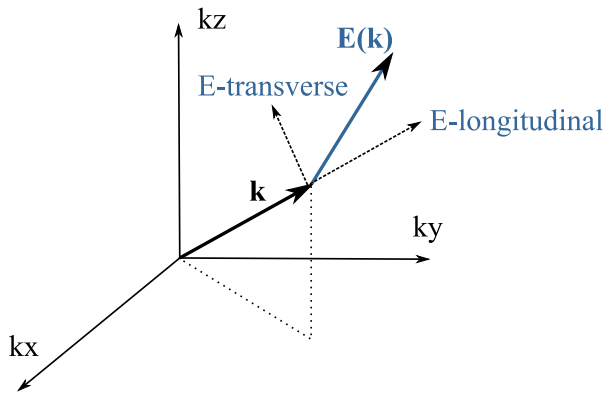
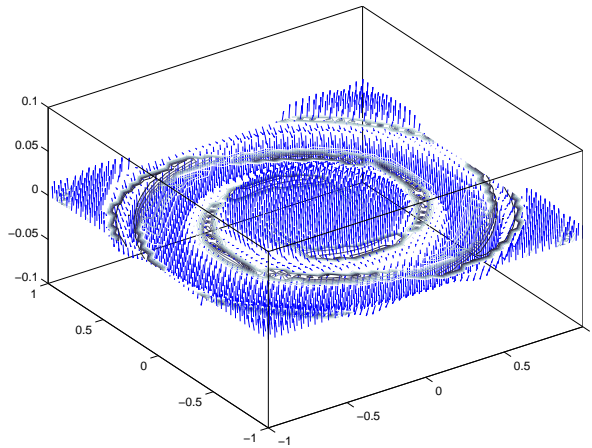
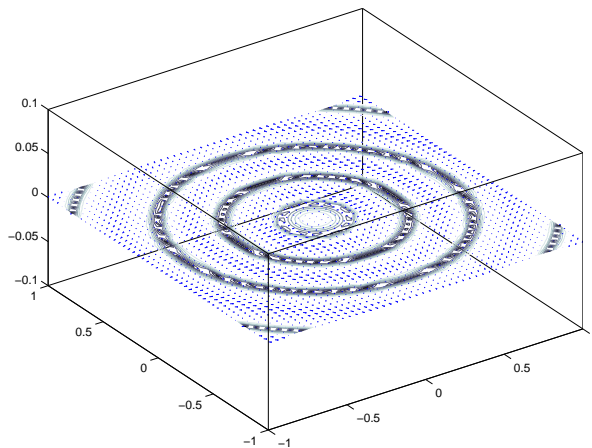


Fig. 2.21: Structure générale d'un champ vectoriel exprimé dans l'espace réciproque. Par abus, la champ réel et réciproques ne se distinguent que par la variable r et k respectivement. La composante longitudinale est la partie du champ qui est colinéaire au vecteur d'onde k .



(a) Normales au plan de polarisation (plan de l'ellipse) au voisinage du foyer d'un système à éclairage polarisé circulairement.



(b) Normales au plan de polarisation (plan de l'ellipse) au voisinage du foyer d'un système à éclairage polarisé radialement (mode doughnut).

Fig. 2.22: Normales au plan de polarisation en chaque point (x,y) au voisinage de la région focale. Les distances sont en unités de longueur d'onde. Autour de foyer gaussien $(0,0)$, les normales pointent principalement vers la direction Oz , pour un système à polarisation circulaire (a). Le plan de polarisation est quasiment confondu avec le plan (x,y) . La champ est transverse. Par contre dans un système à polarisation radiale (b), les normales sont contenues dans le plan (x,y) . Ce qui indique des plans de polarisation incluant l'axe Oz . Au voisinage du foyer, le champ électrique est principalement longitudinal.

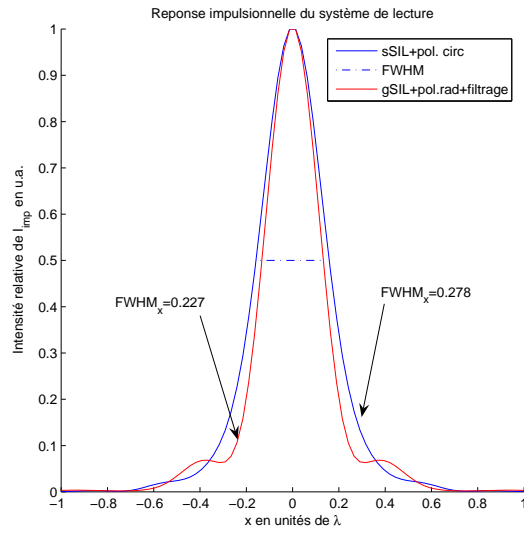


Fig. 2.23: Amélioration produite sur le confinement de la PSF lors du passage d'un système à immersion en diamant utilisant une SIL super-sphérique et une polarisation circulaire, à un système utilisant une gSIL combinant l'utilisation de la polarisation radiale (à travers un mode de *bessel-gauss*) et un filtrage favorisant la partie externe de la pupille. Les largeurs à mi-hauteur sont respectivement de 0.278λ et de 0.227λ . Soit un gain linéaire de plus de 22%.

Chapitre 3

Tête optique en champ proche à cristaux photoniques

L'utilisation de la lentille à immersion solide, étudiée dans le chapitre précédent, est une technique prometteuse pour accroître la densité d'enregistrement surfacique des disques optiques, d'autant qu'elle se prête à différentes sortes d'améliorations. Elle permet de former un foyer en immersion à l'interface plane entre l'air et la SIL, et le foyer confiné combine à la fois des ondes du champ proche et du champ lointain. Inhérente même au principe d'immersion, une distance inférieure à $\lambda/2\pi$ doit être maintenue entre le disque optique et la face inférieure de la SIL. En associant un composant imageur à cette face d'une SIL, on peut projeter le foyer à longue distance dans le disque (ou dans l'air) en conservant ses propriétés de confinement à condition de pouvoir restaurer les ondes évanescentes. Pour cela un matériau à indice négatif sera utilisé. Le modèle de diffraction vectorielle précédemment développé sera adapté aux milieux isotropes à permittivité diélectrique et perméabilité magnétique complexes quelconques. Après cette preuve de principe utilisant un matériau théorique à indice négatif, on fera appel à la méthode des éléments finis pour créer une structuration à partir de matériaux existants capables d'imiter les propriétés de la lentille à indice négatif. Plus précisément une structure bidimensionnelle de type cristal photonique sera ajustée pour adopter certaines propriétés de la lentille parfaite de Pendry.

Le scientifique n'étudie pas la Nature pour un but utilitaire. Il l'étudie parce qu'il y trouve du plaisir ; et il y trouve du plaisir parce que la Nature est belle. Si la nature n'était pas belle, elle ne vaudrait pas la peine d'être étudiée et la vie ne vaudrait pas la peine d'être vécue.

Henri Poincaré

3.1 Introduction

La lentille parfaite de Pendry[96, 97, 98](LPP) est une lame de matériau isotrope linéaire avec les permittivité diélectrique et perméabilité magnétique relatives vérifiant $(\epsilon, \mu) = (-1, -1)$, capable de restaurer à la fois les ondes propagatives (ce n'est donc pas un matériau absorbant) et les ondes évanescentes¹, et donc d'imager parfaitement un point source placé devant la LPP en un point conjugué identique en tout point[106]. L'indice négatif provient de la définition complexe de la racine carré négative, qu'on applique à n'importe quel couple de fonctions complexes :

$$\forall(f, g) \in \mathbb{C}^2, \sqrt[f]{fg} = \sqrt{|fg|}e^{\frac{i}{2}(\arg f + \arg g)} \quad (3.1)$$

Ce qui permet d'écrire $n = \sqrt{\epsilon\mu}e^{\frac{i}{2}(\pi+\pi)} = -1$ pour la LPP. Cet indice négatif est à l'origine de la réfraction négative, qui découle de la loi de Snell-Descartes (ou de la conservation du moment parallèle) : $n' \sin \theta' = n \sin \theta$, où n' est l'indice du milieu positif, θ' est l'angle que fait le rayon avec l'interface qui sépare ce milieu du milieu d'indice négatif : $n = -1$. Le moment de l'onde incidente étant positif (premier terme de l'égalité), il force l'angle de réfraction à être opposé, d'où la réfraction négative, ou anormale[147, 148]. Or il a été démontré que la réfraction négative pouvait être obtenue sans milieu à indice négatif[78] : un effet complexe de diffraction dans un volume structuré périodiquement peut provoquer cet effet.

Après une approche théorique explicitant l'effet d'une LPP associée à un système de lecture en champ proche, une structure de type cristaux phononiques à base uniquement de diélectrique sera conçue pour se substituer au mieux à la LPP.

3.2 Approche théorique du milieu effectif

Sans perte de généralité, la LPP sera associée à la SIL hémisphérique à titre d'exemple (hSIL, voir figure 3.1(a)). Cette association consiste à venir recueillir les ondes évanescentes immédiatement à l'interface inférieure de la hSIL (voir figure 3.1(b)) afin qu'elles soient amplifiées au lieu de s'atténuer dans l'air. La figure 3.1(b) montre la configuration obtenue. Grâce à l'effet de réfraction négative schématisé par le tracé de rayons, le foyer objet est imagé à une distance égale à deux fois l'épaisseur de la LPP. Pendant la propagation dans la LPP, les ondes subissent un traitement différent selon leur nature. Pour une onde propagative, on obtient les coefficients de réflexion/transmission à travers la lame en cherchant la limite lorsque $(\epsilon, \mu) \rightarrow (-\epsilon_1, -\mu_1)$, à savoir lorsque les propriétés de la LPP sont exactement opposées à celles du milieu où l'onde arrive. Sans perdre en généralité, la limite suivante est souvent considérée[96, 85] : $(\epsilon, \mu) \rightarrow (-1, -1)$.

¹Il s'agit plus exactement d'une amplification proprement dite, pendant la propagation dans ce matériau. Bien qu'[138, 99] en cohérence avec les équations de Maxwell, ce phénomène d'amplification a généré une polémique en lien avec la conservation l'énergie

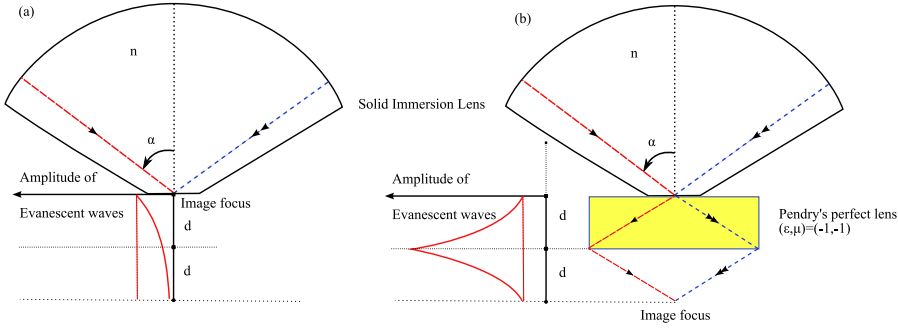


Fig. 3.1: Schéma de la lentille parfaite de Pendry associée à un système à immersion solide conventionnel(a). La réfraction négative est observée pour chaque rayon issu du foyer dans la configuration (b), ainsi que la courbe d'amplification des ondes évanescentes.

On trouve pour les deux types de polarisation d'une onde plane propagative :

$$\begin{cases} t \rightarrow e^{-ik_{z1}e} \\ r \rightarrow 0 \end{cases} \quad (3.2)$$

avec k_{z1} le vecteur d'onde de propagation dans le milieu incident et e l'épaisseur de la LPP. Ainsi, pour une onde propagative, il n'existe pas de réflexion et l'onde se transmet à travers la lame en accumulant une phase négative[147, 138]. Pour une onde incidente évanescente, $k_{z1} = i\kappa$ est imaginaire et on trouve la limite suivante pour les coefficients de réflexion/transmission quelque soit la polarisation :

$$\begin{cases} t \rightarrow e^{+\kappa e} \\ r \rightarrow 0 \end{cases} \quad (3.3)$$

L'onde évanescente n'est pas réfléchi non plus, et accumule une exponentielle croissante en amplitude, justifiant une amplification continue tant que dure la propagation dans la LPP.

On applique le modèle de diffraction conique vectorielle à la configuration illustrée en figure 3.1, où les conditions aux limites ont été écrites avec leurs dépendances en (ϵ, μ) imposant aux constantes de propagation k_z d'être judicieusement choisies en fonction de leurs parties réelle et imaginaire[19].

Les figures 3.2 et 3.3 montrent respectivement l'intensité du champ électrique pour un système qui focalise dans l'air et dans une LPP. L'échelle logarithmique a pour but de montrer les détails de la réfraction négative (notamment pour les faibles intensités), phénomène essentiel à la récupération des composantes non propagatives du champ. Théoriquement, l'étude de Pendry[96] prédit que la lame d'indice négatif image le point source avec une résolution parfaite. Mais même dans ce modèle du milieu effectif, des limitations sont introduites : d'abord l'extension finie de la lame limite la récupération d'onde planes fortement inclinées, puis afin d'éviter la résonance plasmon infinie² une perte est introduite à travers la partie imaginaire de l'indice.

²En effet, une interface séparant deux milieux d'indice n et $-n$ réalise les conditions idéales pour une résonance

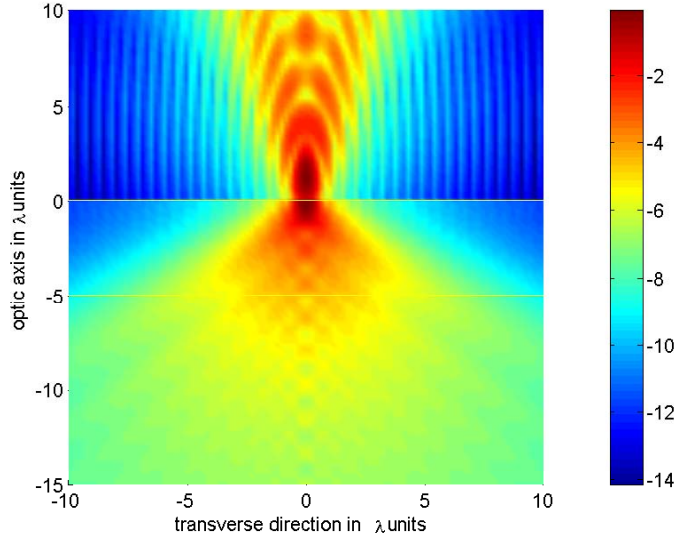


Fig. 3.2: Distribution d'intensité du champ électromagnétique d'un cône de lumière circulairement polarisé incident sur une interface séparant une SIL en diamant, d'indice $n = 2.4$ à une longueur d'onde de radiation de 405nm . L'échelle d'intensité est logarithmique. La réflexion due au saut d'indice à l'interface interfère avec le faisceau incident pour donner des franges.

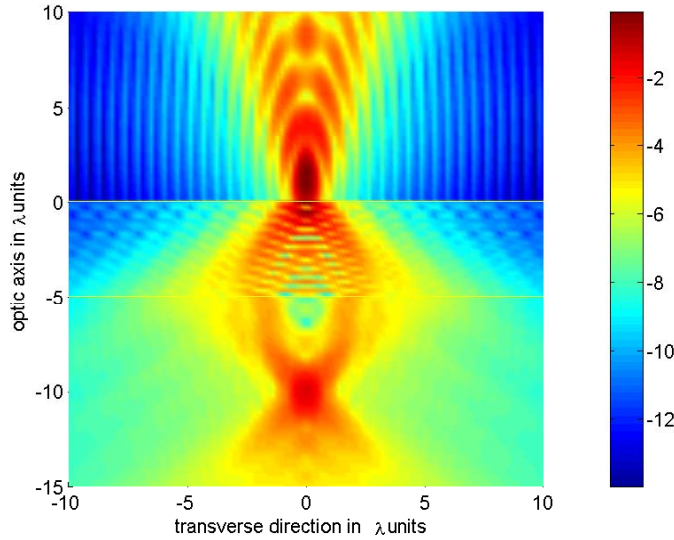


Fig. 3.3: Même configuration que la figure 3.2 avec la couche d'air remplacée par une lame de LPP épaisse de 5λ (délimitée par les deux lignes jaunes), et dont l'indice est pris égal à $n' = -1 + 0.001i$, afin d'éviter une résonance infinie à l'interface. Le foyer est imagé par réfraction négative à une distance de l'interface égale à 10λ .

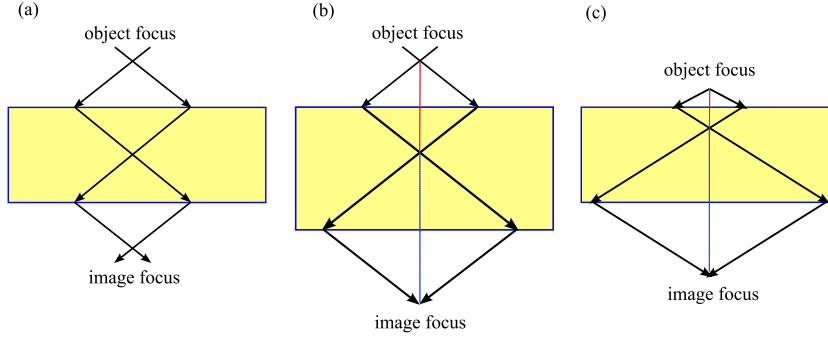


Fig. 3.4: Tracé de rayons permettant la formation des foyers images par réfraction négative aux interfaces de l'air avec la LPP. Le schéma (a) montre le cas symétrique, (b) et (c) montrent respectivement, l'évolution de la distance image avec l'épaisseur de la LPP (b) et avec la distance objet (c).

Le modèle du milieu effectif, illustré en figure 3.1 suggère que la formation d'image par une LPP parallélépipédique est décrite par la réfraction négative des rayons. En effet, en considérant le foyer formé par la SIL comme objet source imagé par la LPP, sa position sur le premier dioptré est optimale pour accroître la distance du foyer image. Supposons un objet distant de d_1 de la première surface d'une LPP épaisse de e , si cette épaisseur est supérieure à d_1 , le tracé de rayon aboutit à la formation d'un foyer intermédiaire dans la LPP. Les rayons sortent de la LPP pour former finalement le foyer image à une distance d_2 .

La figure 3.4 montre que lorsque l'objet s'approche de la première interface de la LPP ou que l'épaisseur de celle-ci croît, la distance de l'image augmente de manière à vérifier l'égalité suivante $d_1 + d_2 = e$. Ainsi une LPP d'indice $-n$ compense parfaitement le chemin optique parcouru pour chaque rayon dans un milieu d'indice n . C'est pourquoi ce type de milieu est considéré comme de l'anti-matière optique qui compense l'espace libre. Lorsque l'épaisseur de la LPP est inférieure à la distance qui la sépare de l'objet à imager, seule une partie (égale à l'épaisseur) de la marche optique des rayons est compensée.

Il a été reporté que dans certaines structures photoniques fortement modulées, pour certains paramètres de structures, notamment des points de fonctionnement en-dessous de la bande photonique interdite[91], que le comportement des ondes est analogue à celui qui se produit dans un milieu à indice négatif. Des études[77] considèrent que le mécanisme de propagation ayant lieu dans les milieux structurés ne sont pourtant pas comparables à ceux des milieux homogènes. Afin d'explorer le phénomène de refocalisation du spot fourni par une SIL dans un système de lecture, nous allons étudier la diffraction par un des cristaux photoniques bidimensionnels dans le régime adéquat.

non amortie du coefficient de transmission[104, 105, 106]. Celui-ci tend vers l'infini, et l'onde transmise canalise toute l'énergie : une LPP d'indice purement réel ne peut exister.

3.3 Comportement de réfraction négative dans les cristaux photoniques 2D

Comme relevé par J.B.Pendry[96, 97], pour une onde plane se propageant dans une LPP, les vecteurs \mathbf{k} , \mathbf{E} et \mathbf{H} forment une base indirecte contrairement aux milieux à indice positif (d'où l'appellation de matériaux "main gauche", ou *left-handed materials*, LHM). Par conséquent le vecteur d'onde et la direction de propagation de l'énergie (vecteur de Poynting, \mathbf{S}) sont anti-parallèles : $\mathbf{k} \cdot \mathbf{S} < 0$. Ce comportement main gauche, caractéristique de la LPP a été démontré expérimentalement dans le régime micro-onde avec des structures méta-matérielles à base de résonateurs en forme d'anneaux discontinus[8].

Notomi[91] prouve, pour des cristaux photoniques bidimensionnels (CP2D) fortement modulés, le comportement vis-à-vis des ondes, exprimé par la notion d'indice effectif n_{eff} , devient entièrement contrôlable par la structure de bande photonique. L'analogue de la structure de bande électronique dans les cristaux. Dans ces CP2D la permittivité relative ϵ est positive et périodiquement modulée dans l'espace alors que la perméabilité relative μ est constante et égale à l'unité. Des valeurs négatives de l'indice effectif n_{eff} ont été démontrées par calcul pour une gamme de fréquences, et observée expérimentalement dans des structures 3D [65]. Par ailleurs Luo *et al.*[76, 77, 78, 79, 74, 75] ont montré que le phénomène d'indice effectif négatif pouvait être utilisé pour simuler la superlentille de Pendry. Ces mêmes études théoriques prédisent où chercher un tel comportement dans les structures de bandes photoniques.

L'intérêt de l'étude réside cependant dans la résolution de l'ambiguïté suivante, qui a une importance majeure dans le travail de thèse. En effet, autant dans la littérature relative à la LPP qu'aux CP2D, on peut trouver des conflits dans la définition adéquate de l'indice effectif et sa signification lorsque ce dernier est négatif, ainsi que son lien avec l'indice de groupe et de phase. Il paraît important d'examiner si le comportement main gauche requiert de la réfraction négative, et si la présence d'un indice effectif négatif implique forcément une amplification des ondes évanescentes. C'est en se tenant aux définitions rigoureuses des indices de phase et de groupe dans des CP2D qu'il sera possible de déterminer le lien réel entre la négativité de l'indice et le comportement LHM. En effet, le comportement main gauche, relatif à la disposition du vecteur d'onde par rapport au sens de propagation de l'énergie, tient au signe du produit scalaire $\mathbf{k} \cdot \mathbf{S}$ (un signe négatif indique évidemment un comportement LHM). Le cas où l'indice et le produit scalaire sont positifs simultanément est observé dans les réseaux de diffraction 1D et 2D[65] sous le nom de propagation anormale et effet super-prisme (variation rapide de l'indice avec le vecteur d'onde).

La méthode des éléments finis sera utilisée à la fois pour calculer la structure de bande et pour tester l'effet d'un CP2D de dimension finie. On étudie un CP2D à maille hexagonale, formé de cylindres diélectriques dont $\epsilon = 10.5$ pour la polarisation TE (convention H pour

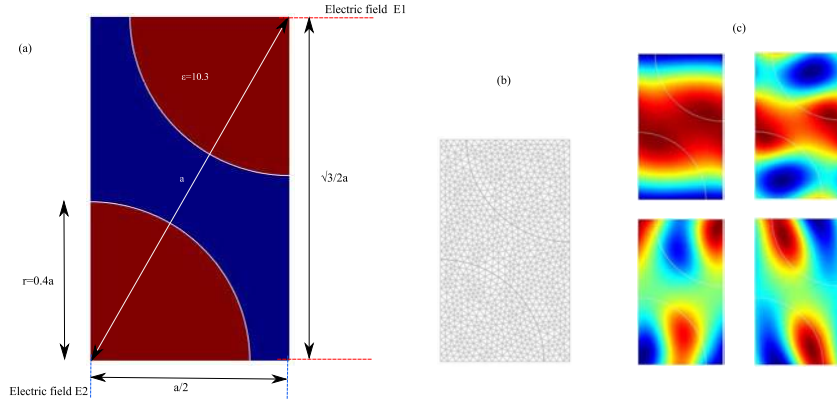


Fig. 3.5: (a) Schéma d'une maille élémentaire possible avec les dimensions et les conditions aux limites périodiques du champ aux interfaces. (b) Maillage appliqué avant la résolution. (c) Exemples de modes propres de la structure pour les équations de Maxwell-Bloch.

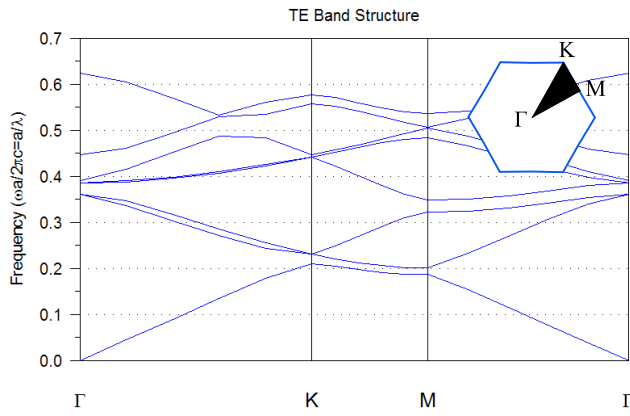


Fig. 3.6: Structure de bande 2D H (TE) usuelle, obtenue pour la maille décrite précédemment lorsque le vecteur d'onde parcourt le périmètre de la zone de Brillouin $\Gamma K M$ irréductible, montré en noir sur une maille réciproque de la maille élémentaire.

des cristaux photoniques). Le rayon des cylindres est $r = 0.4a$ où a est la constante de la maille (distance entre les centres des cylindres). Comme constaté auparavant, la propagation d'un champ électromagnétique est gouvernée par des surfaces de dispersion qui relient les fréquences propres des modes et le vecteur d'onde qui les a générées. On utilise le solveur des éléments finis pour traiter la maille élémentaire, et on applique le théorème de Bloch en tant que condition périodique aux frontières de la maille élémentaire. Plus précisément, on spécifie le couple (k_x, k_y) ce qui revient à choisir un mode propre de la structure, et les solutions données par le solveurs correspondent aux indices effectifs appartenant à des surfaces de dispersion distinctes.

L'expression de Bloch du champ est particularisée à la frontière horizontale inférieure en posant $\mathbf{E}_1 e^{ik_y(\sqrt{3}/2)a}$ et $\mathbf{E}_2 e^{ik_x a/2}$ pour la frontière verticale de droite de la maille élémentaire : voir figure 3.5(a). ($\mathbf{E}_1, \mathbf{E}_2$) étant les champs solutions non contraints et s'appliquant aux frontières restantes (haute et gauche respectivement). Ainsi les modes propres de la structure sont calculés (figure 3.5(c)) avec une précision qui dépend de la taille du maillage appliqué (au moins $\lambda/6$) (figure 3.5(b)), ainsi que du paramètre de tolérance du solveur des modes propres (10^{-4}).

La figure montre la structure de bande où se superposent les fréquences propres à chaque mode \mathbf{k} lorsque celui-ci parcourt le périmètre de la zone de Brillouin. Il a été démontré que l'analyse

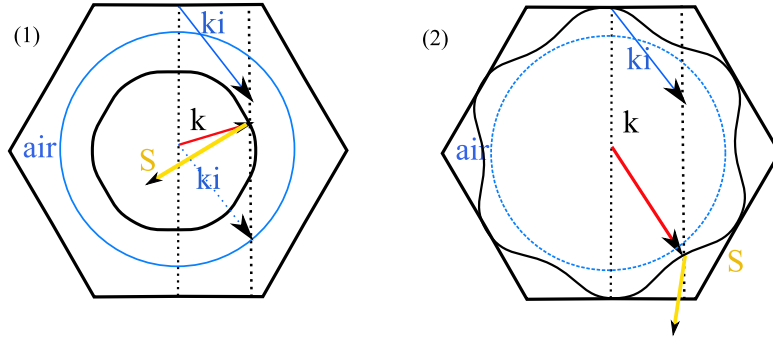


Fig. 3.7: Schémas illustrant le processus de réfraction qui a lieu dans la maille réciproque délimitant les vecteurs d'onde possibles. Les équiréquences jouent le rôle des sphères de Descartes pour le rayon réfracté. Le vecteur d'onde incident est noté \mathbf{k}_i et la direction de l'énergie \mathbf{S} .

de la structure de bande uniquement sur le périmètre de la zone de Brillouin renseignait sur le comportement global de la structure, en démontrant que les points à l'intérieur du périmètre Γ ont des fréquences propres à l'intérieur de courbes de dispersion, formant ainsi des bandes. Dans la figure la fréquence $f = (\omega/2\pi c)/(1/a)$ est normalisée par la fréquence de la maille $1/a$, qui par ailleurs, vaut l'inverse de la période de la maille réciproque. c est la célérité de la lumière et ω la pulsation propre (du mode propre).

Cependant le calcul des indices de groupe nécessite d'étudier la variation d'indice effectif avec ω ou f . Ce qui nécessite un découpage par fréquences : ces courbes isofréquences qui indiquent les directions de propagation \mathbf{k} permises sont donc nécessaires, et font appel à la structure tridimensionnelle des surfaces (nappes) de dispersion.

En effet, ces isofréquences vont permettre le calcul des vitesses de phase (\mathbf{v}) et de groupe (\mathbf{v}_g) associées respectivement aux indices de phase (n_{eff} ou n) et de groupe n_g . Ces vitesses sont définies pour un mode donné par

$$\begin{cases} \mathbf{v} = (c/|n_{eff}|)\mathbf{k}/|\mathbf{k}| \\ \mathbf{v}_g = \overrightarrow{grad_{\mathbf{k}}(\omega)} \end{cases} \quad (3.4)$$

et l'indice de groupe est lié à la vitesse de groupe par $|\mathbf{v}_g| = c/|n_g|$. Ainsi, le signe de l'indice de groupe est déterminé par le sens de variation des équiréquences en un point \mathbf{k} . Si celles-ci "sortent" (du centre de la zone de Brillouin Γ) lorsque la fréquence augmente alors le gradient est positif et $\mathbf{v}_g \cdot \mathbf{k} > 0$, si au contraire elles se dirigent vers Γ alors l'indice de groupe est négatif. Des études rigoureuses ont montré que pour un CP2D d'extension infinie, la vitesse de groupe a la signification de l'énergie de groupe. Donc le signe de $\mathbf{v}_g \cdot \mathbf{k}$ est identique à celui de $\mathbf{k} \cdot \mathbf{S}$, \mathbf{k} parcourant la première zone de Brillouin.

Il existe deux cas caractéristiques (illustrées en figure 3.7) de réfraction anormale d'une onde qui entre dans une structure CP2D. Les contours isofréquentiels de la figure 3.7 prédisent la direction de la réfraction à la manière des sphères de Descartes[19]. Dans les deux cas de la figure 3.7(a) et (b), la conservation du moment parallèle est assurée par la ligne verticale en pointillés. Si celle-ci intersecte l'équiréquence tracée en noir, alors une réfraction est permise.

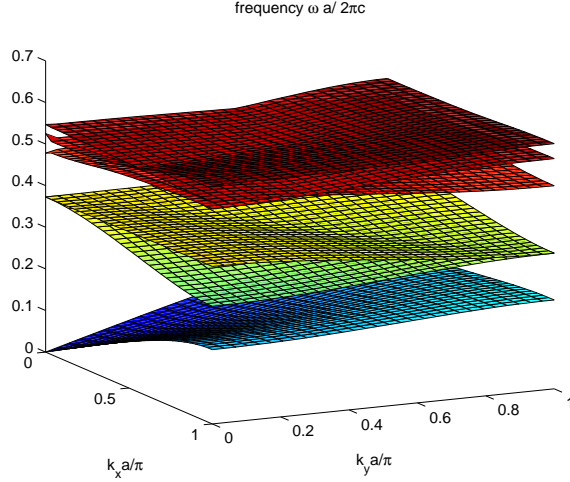
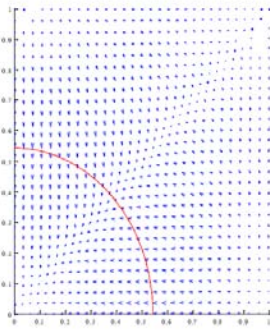
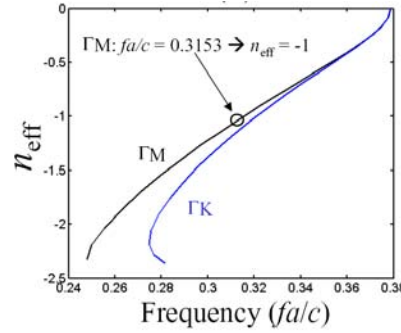


Fig. 3.8: Diagramme de dispersion complet calculé pour tous les points de la maille réciproque (en admettant l'invariance par rotation de $\pi/2$). Les 6 première nappes sont présentées sur l'axe des fréquences normalisées : a/λ ou fa/c .



(a)



(b)

Fig. 3.9: (a) Contour de la fréquence choisie sur fond de vecteurs représentant les vitesses de groupe locales ($k_x a/\pi$; $k_y a/\pi$). L'isofréquence est quasi-isotrope. (b) Les valeurs de l'indice effectif calculées en fonction de la fréquence réduite pour les deux arêtes de la zone de Brillouin les plus écartées.

Dans les deux cas (a) et (b) de la figure 3.7, il existe deux intersections, donc deux choix pour le vecteur d'onde réfracté. Pour chacune des deux solutions il faut observer la vitesse de groupe : \mathbf{S} est normal localement à l'équifréquence, et suit le sens rentrant ou sortant des isofréquences voisines. Les deux vecteurs \mathbf{S} et \mathbf{S}' des deux solutions sont symétriques : l'un pointe vers la source, l'autre dans la continuité de la source (en figure 3.7, vers le haut et vers le bas, respectivement). Le choix physique consiste à prendre la direction de propagation d'énergie qui s'éloigne de la source, ce qui fixe le choix du vecteur d'onde réfracté, et par conséquent le signe $\mathbf{k} \cdot \mathbf{S}$. Ainsi c'est le cas de la figure 3.7(a) qui sera qualifié de réfraction négative, de plus l'isofréquence quasi-isotrope (presque circulaire) indique qu'un tel CP2D a un comportement de milieu homogène isotrope, d'indice effectif négatif, mais seulement au voisinage de cette fréquence f .

L'analyse du diagramme de dispersion complet a permis de trouver une nappe présentant un gradient négatif (voir figure 3.8) autour d'une fréquence de 0.31, à laquelle la courbe isofréquence est quasiment circulaire (voir figure 3.9(a)) pendant que la valeur de l'indice effectif est tenue autour de la valeur -1. Les caractéristiques du CP2D sont reprises afin de construire un CP à dimension finie dans un nouveau modèle 2D faisant appel à la méthode des éléments finis. Une

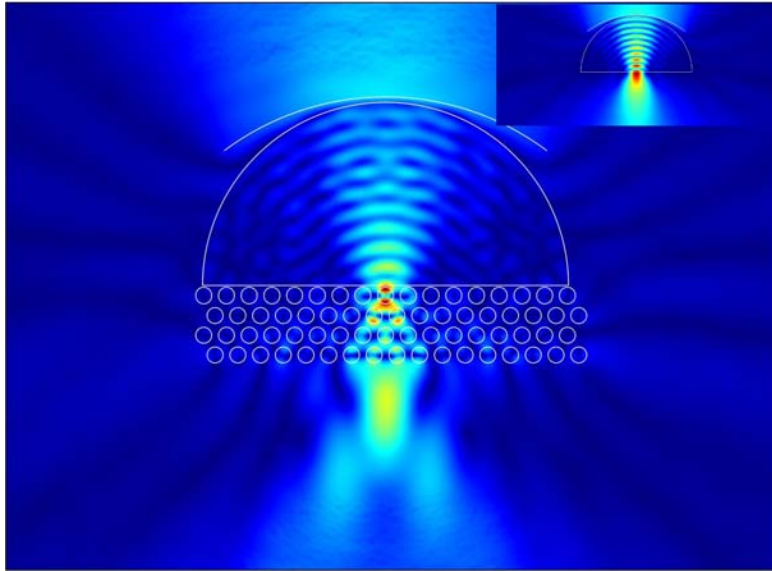


Fig. 3.10: Norme du champ électrique dans un système associant une SIL conventionnelle et un cristal photonique à indice négatif. En haut à droite l'allure de la diffraction naturelle du faisceau quittant le foyer. Le cristal photonique permet par un effet de réfraction négative, d'imager le foyer dans l'air.

source monochromatique issue d'une limite en forme d'arc de cercle irradie la SIL avec une onde polarisée TE au sens du CP2D. L'ouverture numérique du système est de 1.3 et la longueur d'onde λ est 405 nm. L'épaisseur du cristal photonique placé immédiatement sous la SIL (configuration optimale) est de 700 nm.

La figure montre la diffraction ou réfraction à travers le cristal photonique, et la distribution du champ électrique est en bon accord avec la prédiction de l'optique géométrique (figure 3.4 page 73). La sous-figure permet de comparer le champ normalisé d'un faisceau focalisé par une SIL conventionnelle. L'image formée à travers la LPP simulée par le CP2D a perdu de son confinement en comparaison avec le foyer sous la SIL. En effet, la largeur à mi-hauteur latérale est passée de 160 nm pour le système conventionnel à 230 nm pour le système à cristaux photoniques. De plus le pic d'intensité est réduit à 60% après la traversée de la LPP. Cependant, l'image du foyer est formée à 380 nm depuis le bas du CP laissant autant d'espace libre dans l'air. La LPP parfaite prédisait un espacement du foyer image égal à l'épaisseur de la superlentille, soit 700 nm au lieu des 380. En effet, d'autres structures semblables ayant deux ou 3 rangées horizontales de cylindres, présentent moins d'effets de réfraction négative que celle à quatre rangées. Car les moyens de conceptions (structures de bandes et équifréquences) sont valables théoriquement pour des CP2D d'extension infinie. Il est difficile de prévoir le comportement d'un CP de taille finie. Par exemple, en supprimant quelques rangées verticales autour du foyer objet, l'effet de réfraction disparaît rapidement pour laisser place à une diffraction quelconque. Ceci indique bien que la réfraction négative est en réalité une suite de couplage des ordres diffractés, permettant à l'énergie de se propager avec pour effet un changement de direction à l'interface SIL/CP et à l'interface CP/air. Lors du premier couplage SIL/CP, il semble que l'excitation de modes ayant un indice effectif négatif est plus efficace, mais pas totale, laissant ainsi de l'énergie dans des modes parasites. Ces derniers sont d'autant moins contrôlables que la structure est de taille finie.

et que la gamme de vecteurs d'onde incidente est importante, sollicitant d'autant une isotropie plus rigoureuse. L'exactitude d'un indice effectif négatif ne coïncide pas forcément avec une bonne isotropie, et on est souvent amené à un compromis.

On peut ainsi considérer que le CP parallélépipédique est une sorte de super-lentille présentant des aberrations. L'utilisation du superlatif est justifiée pour la lentille car elle permet de former dans l'air à une distance de 380nm de toute optique un spot de largeur 230nm, alors que toute autre lentille de même extension latérale ne pourrait pas former dans l'air un spot plus confiné que 270nm.

3.4 Conclusion

On retiendra que la combinaison d'un système de lecture en champ proche avec un composant photonique a permis de lever la difficulté majeure que représente la distance de survol de la tête optique par rapport au disque optique. Mais c'est aussi une problématique générale à la microscopie en champ proche, qui permet d'analyser des échantillons uniquement en surface. Grâce à ce système combinant une SIL et des cristaux photoniques la distance passe de 30nm à 380nm, soit un ordre de grandeur au-dessus.

Malgré une perte de performance en terme de confinement, et la limitation 2D, la possibilité d'agrandir la portée du champ proche, en apparence immuable, encourage la manipulation du système optique en champ proche vers des contributions de plus en plus actives vis-à-vis des ondes évanescentes, exploitant les propriétés les plus subtiles et les plus passionnantes.

Chapitre 4

Tête optique active en champ proche

Dans ce chapitre un nouveau concept de tête optique pour le champ proche sera présenté. Il s'écarte de la technologie à immersion solide par une approche plus active, exploitant des propriétés uniques aux ondes évanescentes. Le principe a été parallèlement développé pour l'imagerie par une équipe de Berkeley principalement, et un brevet protégeant l'invention a été déposé au laboratoire. Dans une première étape, le cheminement de la pensée qui a conduit à ce composant est ébauchée. Par la suite, la réponse et le fonctionnement d'une telle tête optique sont décrits, et le signal simplifié est extrait. Certaines spécificités sont soulignées notamment concernant la fonction de transfert de modulation. Au fur et à mesure qu'une réalisation expérimentale est envisagée, l'approche électromagnétique prend le dessus, et un aller-retour est effectué sans cesse entre la modélisation théorique et les limites de fabrication du composant. Enfin, le montage optique ayant servi à tester l'élément en question est décrit. Les résultats seront exposés et interprétés.

J'affirme que le sentiment religieux
cosmique est le motif le plus puissant et
le plus noble de la recherche scientifique.

Albert Einstein, Extrait de Ideas and
Opinions.

4.1 Principe

Le chapitre précédent a permis de s'imprégner de la physique de l'indice négatif, qui est riche en potentialités et en idées nouvelles, même si la proposition technique finale n'est pas réalisable à très court terme—dans le cadre de cette thèse. Cependant, un milieu d'indice négatif contraste avec un milieu classique en bien des points : le comportement des ondes évanescentes y est analogue à celui des ondes propagatives dans un milieu classique. C'est la piste la plus prometteuse pour réaliser la super-résolution : propager le champ proche et acheminer l'information nanométrique s'ensuit.

4.1.1 Contexte scientifique du moment

Le travail qui sera présenté dans ce chapitre s'est déroulé dans un contexte scientifique de concurrence où l'enjeu était la propriété intellectuelle. On a jugé pertinent de relater les événements les plus marquants, car ils éclairent les conditions dans lesquelles les résultats ont été obtenus.

En effet, la première concrétisation de la lentille parfaite de Pendry[96, 97, 98], réalisée grâce à une lentille d'argent a été publiée par N. Fang[35], de l'équipe de X. Zhang[35, 34] de Berkeley. La démonstration expérimentale détaillée dans cette publication a eu un fort impact sur la communauté scientifique ainsi que sur la tournure de la thèse, et par ailleurs cette publication a relancé un intérêt vif pour l'imagerie sub-longueur d'onde. L'idée développée dans ce travail consistait à exploiter un effet de réfraction négative partielle qui sera détaillé dans le paragraphe qui suit, sans pour autant se libérer de la contrainte de travailler en champ proche.

Dates	Equipe de X.Zhang (Berkeley)	Le laboratoire
Déc.2005	Publications importantes.[35, 34]	Première notification du cahier de PI. ¹
21 Jan. 2006	Publication web de S. Durant.[119] ²	
Fév. 2006	-	Signature officielle du cahier de PI. ³
16 Aou. 2006	Conférence, S. Durant.[157] ⁴	
Juin. 2006		Dépôt du brevet associé. ⁵
Nov. 2006	Publication de S. Durant.[120] ⁶	
Jan. 2007	Résultats expérimentaux.[73] ⁷	
Mai. 2007	Publication.[158]	
Juin. 2007		Résultats expérimentaux.

En effet, la superlentille formait l'image en champ proche, la rendant difficilement applicable à l'imagerie conventionnelle, et cela constituait le dernier obstacle avant des applications multiples. La course au franchissement de la dernière barrière était amorcée dès 2005. Or, le travail sur les têtes optiques en champ proche qui touche de près de vastes domaines de l'imagerie, s'effectue dans un cadre où la priorité est donnée à la propriété industrielle. Par conséquent, le dépôt

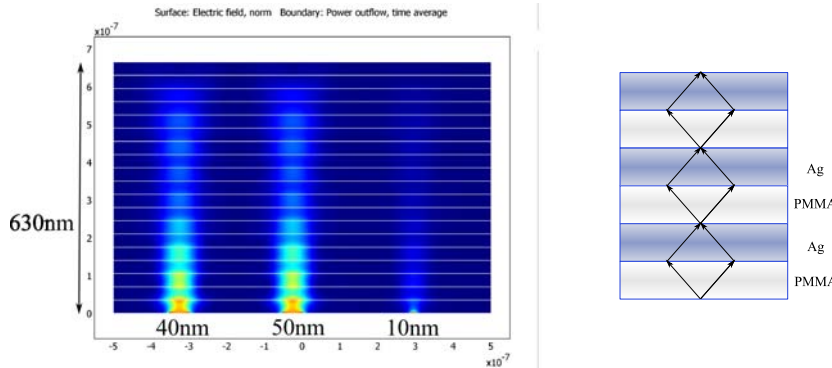


Fig. 4.1: Propagations de sources sub- λ à travers 9 bicouches argent/diélectrique (35nm+35nm), de constantes diélectriques : $\epsilon_{Ag} = -2.4012 + 0.2488i$ et $\epsilon_{PMMA} = 2.5 + 0.004i$, valeurs prises de [33]. La lumière est polarisée p (TM) pour les 3 sources rectangulaires de largeur (de gauche à droite) 40nm, 50nm et 10nm. La longueur d'onde de radiation est de 365nm.

de brevet est prioritaire devant toute publication, aucun résultat n'est publiable dans une revue scientifique avant d'avoir fait l'objet d'une étude de brevetabilité. Afin de mettre en parallèle cette partie du travail de thèse et le contexte général, une chronologie est reconstituée à partir des publications dans les revues et congrès, ainsi que de la base de données des brevets internationaux.

4.1.2 De la réfraction négative partielle

L'existence mathématique des milieux négatifs découle de la condition simultanée sur μ et sur ϵ d'être négatifs (d'avoir des parties réelles négatives). C'est uniquement dans ce cas précis que la seule solution pour l'indice est d'être négatif. Mais la difficulté à réunir ces deux propriétés dans la même gamme de longueur d'onde s'est révélée importante, à tel point qu'il faut analyser ce qui se produit avec l'une ou l'autre des propriétés négatives. Les métaux sont connus pour exhiber des valeurs négatives de la permittivité diélectrique. La réfraction négative est le symptôme le plus évident de la présence d'une interface entre un milieu positif et un milieu négatif. C'est l'effet qu'on observe dans un environnement champ proche autour d'une interface métal/diélectrique pour les raisons suivantes :

- Le métal réel reste dissipatif, le phénomène est donc observable dans une zone d'étendue de l'ordre de la longueur typique de propagation.
- Pour une onde polarisée p dans le plan d'incidence, la permittivité diélectrique ϵ joue un rôle particulier dans le coefficient de transmission⁸.

Dans le cas de la réfraction négative classique, la diffraction du faisceau est compensée par la réorientation continuelle (de part et d'autre de la normale) des rayons lumineux aux interfaces, d'après l'optique géométrique étendue aux indices négatifs. La figure 4.1 montre bien ce phénomène : la distribution de champ semblable obtenue avec les sources confinées à travers le multicouche est explicable par la réfraction négative des rayons tracés dans le schéma à côté.

⁸ tout comme la perméabilité magnétique μ joue un rôle analogue lorsque l'onde est polarisée s .

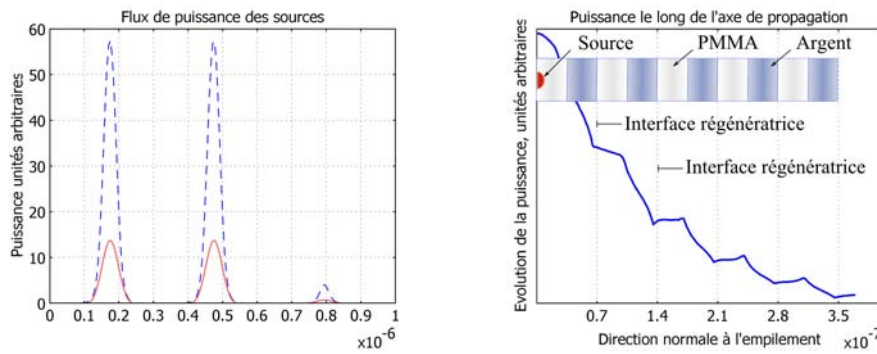


Fig. 4.2: Profils latéraux, en pointillés, des puissances rayonnées par les 3 sources TM larges de 40nm, 50 nm et 10nm, respectivement de gauche à droite. En rouge (trait plein), les profils après propagation dans l'empilement constitué de 9 bicouches diélectrique/argent.

Cette observation est cruciale, et pourtant elle n'est pas vérifiable lorsque les couches sont épaisses (plusieurs fois la longueur d'onde de radiation) : les ondes seraient complètement absorbées par le métal (ici l'argent). En disposant des couches minces on diminue les pertes dissipatives et on accroît le nombre d'interfaces argent/diélectrique. En effet, à ce type d'interface les ondes évanescentes ont un coefficient de transmission élevé, du fait d'une résonance de ce dernier. Le dénominateur atteint des valeurs faibles, voire même 0 si le métal est parfait (constante diélectrique négative réelle). Ceci permet une régénérescence du champ proche à chaque interface, et donc de relancer l'amplitude (ou de *tunneler*) de couche en couche sur une profondeur de quelques longueurs d'onde. Dans l'exemple de la figure 4.1 page précédente, la profondeur est d'environ 1.6λ . Cet effet, observable pour des ondes polarisées TM, pourrait également être observé si une onde polarisée TE se propageait dans un multicouche alternant des valeurs de μ négatives et des valeurs de μ positives mais, comme il est difficile de trouver des matériaux vérifiant $\mu < 0$, les métaux sont préconisés.

Dans un empilement constitué de 9 bicouches argent/diélectrique, des sources lumineuses polarisées linéairement p se propagent (et s'atténuent aussi) avec un très faible élargissement du jet de lumière sur une distance de plus de 1.6λ . La diffraction naturelle de ces sources sub- λ est limitée, voire compensée par des ondes qui se couplent (avec un bon coefficient de transmission) d'interface en interface. Les profils de puissance du champ rayonné par ces sources sont tracés avant et après une propagation de 1.6λ dans l'empilement : figure 4.2.

Les paramètres du cas étudié ici concernent un bicouche argent/PMMA⁹ utilisé seul dans [33] en tant que lentille pouvant imager des motifs plus petits que la longueur d'onde. Ici, la structure étudiée reprend le bicouche plusieurs fois et permet de mettre en évidence une réfraction négative partielle le long de la propagation. De surcroît, le rôle régénérateur qu'ont les interfaces entre les bicouches dans le couplage d'une certaine gamme d'ondes évanescentes est clairement montré en figure 4.2.

⁹Polyméthacrylate de méthyle, utilisé comme résine ayant le même indice que le verre.

Comme ce phénomène de couplage est basé sur une résonance physique amortie (toujours du coefficient de transmission), seule une gamme d'ondes planes est efficacement couplée (transmise) d'interface en interface. Cet ensemble d'ondes planes porte certaines composantes de Fourier de la source ou de l'objet, et donc la restitution des fréquences portées par ces ondes incidentes à travers l'empilement est toujours partielle. Plus précisément, elle dépend de la bonne correspondance entre le contenu fréquentiel de l'objet (taille de la source ou épaisseur du trait de gravure [33, 70]) et la fenêtre de résonance du coefficient. Ainsi le coefficient de transmission d'un multicouche en fonction de la composante transverse de l'onde plane, $t_p(k_x)$, peut être vu comme une fonction de transfert en amplitude qui doit être appliquée au spectre angulaire de l'objet/source. En réalité, concernant la structure décrite dans [33], les épaisseurs des éléments des bicouches, leurs constantes diélectriques permettent de construire cette fonction de transfert qui se trouve être particulièrement adaptée à une bonne transmission pour :

- Une fréquence spatiale optimale, à plus ou moins une certaine tolérance, ce qui induit une épaisseur de trait de gravure optimale aussi. Un trait plus épais, donc plus visible en imagerie conventionnelle, pourrait se trouver moins adapté et sera imagé avec moins de fidélité.
- Une direction dans l'espace objet/source qui fait diffracter/rayonner le champ dans le plan p , le plan constitué par la normale aux interfaces et la direction de diffraction/rayonnement portée par le vecteur d'onde \mathbf{k} . De toute évidence, lorsque le vecteur d'onde de diffraction n'est pas entièrement dans ce plan, seule sa composante p pourra exciter les plasmons de surface, et donc se transmettre avec un coefficient exceptionnel.

D'un point de vue purement énergétique, une gamme d'ondes évanescentes (apparentes sous forme de plasmons de surface) est bien transmise à travers l'empilement. Des composantes hautes fréquences de la source sont mieux conservées, d'où la conservation d'un certain confinement. D'un autre côté nous observons aux interfaces (figure 4.2) tout ce qui caractérise une réfraction négative partielle : une pseudo-amplification du champ proche, qui amoindrit son atténuation naturelle, et une distribution de champ caractéristique de la réfraction anormale¹⁰. Ce dernier point de vue, appliqué aux plasmons ayant une transmission importante à l'interface est simplement commode pour une interface $\epsilon < 0$ et $\epsilon > 0$: la propagation des ondes dans les milieux métalliques réels ($\epsilon \in \mathbb{C}$) est plus délicate (chapitre 14 de [19]).

4.1.3 Conversion du champ proche vers le champ lointain

Surpasser la limite de diffraction, ou simplement inhiber la diffraction naturelle de nano-sources, nécessite des structures adaptées, comme on a pu le voir dans le paragraphe précédent (4.1.2 page 83). Ce sont ces structures, à interfaces amplificatrices ou cristaux photoniques qui

¹⁰Pour mieux percevoir ce phénomène, la méthode de Born & Wolf (chapitre 15 [19]) est directe et consiste à appliquer la loi de réfraction de Descartes dans la plan complexe, $\sin \theta_{Ag} = \sin \theta_{PMMA} / \sqrt{\epsilon_{Ag}}$ où les angles de réfraction dans l'argent θ_{Ag} et dans le diélectrique θ_{PMMA} sont complexes, leur sinus fait référence dans ce cas à la définition complexe du sinus utilisant la notation d'Euler.

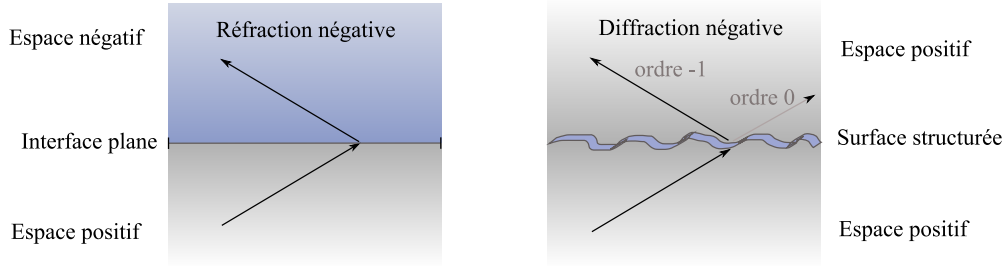


Fig. 4.3: Illustration de l'idée de remplacer l'effet de la réfraction des ondes de surface dans un espace d'indice négatif par une diffraction d'ordre négatif qui aurait un effet similaire : leur conservation le long de la propagation.

sont propices à la propagation des ondes de surface ou de volume, ondes dont on sait qu'elles transportent l'information sub- λ qu'on cherche à dompter. Ainsi, dans le système de lecture d'un disque optique, il faudrait en toute rigueur compenser la marche des rayons dans l'air libre par un milieu d'indice négatif. Ce qui paraît peu réaliste. Il faut se contraindre à simuler l'espace négatif, en restant dans l'air. Le cas des plasmons est intéressant parce qu'une simple interface métal/diélectrique suffit à relancer l'onde avec une bonne transmission. Mais la transmission est passive, et reste gouvernée par les paramètres de la structure.

Pour cela l'idée consiste à provoquer la même déviation apparente sur le vecteur d'onde, mais en employant simplement une surface bidimensionnelle structurée. Dans le cas d'une onde incidente évanescente, il est plus utile qu'elle soit transmise dans l'espace en tant qu'onde propagative, les ondes évanescentes étant difficilement manipulables par des composants d'optique classique. Sans amplification, et en l'absence de structure spécifique, il sera impossible de la conserver. La transmission dans le domaine des ondes propagatives usuelles est non seulement pratique mais possible si on peut agir sur la structuration de surface qui sépare les deux espaces.

Conceptuellement, la réfraction négative est substituée par le phénomène de diffraction d'ordre négatif. Alors que seules les propriétés du matériau massif de part et d'autre de l'interface régulent la propagation de l'onde réfractée, la diffraction négative ramène le problème à deux dimensions, avec un précieux degré de liberté qu'est la structuration et le traitement de surface, plus accessible technologiquement par la lithographie par exemple.

4.2 Conception d'une lentille diffractive à plasmons de surface

La diffraction naturelle des ondes sur les obstacles est le mécanisme qui régit le fonctionnement d'une telle lentille, se substituant ainsi à la réfraction. L'optique de Fourier [64, 42, 9, 1, 11, 7] renseigne précisément sur ce phénomène-clef selon lequel une onde plane de vecteur d'onde $\mathbf{k} = (k_x, k_z)$, diffracte sur un obstacle (surface rugueuse par exemple) et change de direction de vecteur d'onde \mathbf{k}' en ajoutant à sa composantes k_x les fréquences spatiales présentes dans l'obstacle ($m \frac{2\pi}{p}$).

Dans ce raisonnement où l'onde plane (notion virtuelle, mais pratique) est considérée séparément, tout l'objet doit être pris en compte dans son extension infinie. C'est dans la sommation des contributions des ondes planes (spectre angulaire) que les effets de dimensions entrent en compte.

La formule des réseaux, appliquée aux composantes transverses de l'onde plane donne :

$$k'_x = k_x \pm m \frac{2\pi}{p} \quad (4.1)$$

pour une onde plane incidente avec un moment parallèle¹¹ de $k_x = nk_0 \sin \theta$, arrivant sur une structuration à fréquence unique (topologie sinusoïdale) égale à $2\pi/p$ (donc de période p). m désigne l'ordre de diffraction pris en compte (en toute rigueur il faut prendre en compte une infinité d'ordre, mais la répartition de leurs énergies respectives permet de tronquer généralement aux ordres : 0, ± 1 , rarement ± 2). Pour l'ordre m l'onde est diffractée (d'un milieu d'indice n à un milieu d'indice n') avec un moment parallèle k'_x et affectée d'un coefficient d'amplitude t_m en transmission.

La conversion du champ proche vers le champ lointain a lieu si une onde évanescente (donc de moment $k_x \geq nk_0$) est transmise en une onde propagative vérifiant : $k'_x < n'k_0$. Pour l'exemple, on peut considérer une onde évanescente ayant un moment parallèle de $2n'k_0$, diffractée¹² au centre du spectre propagatif par la diffraction d'ordre -1 à travers un réseau de vecteur d'onde $g = 2n'/k_0$ soit un pas $p = 2\pi/g = \lambda/2n'$. On vérifie ainsi l'égalité pour l'ordre -1 : $0 = 2n'k_0 - 2n'k_0$. Une surface structurée apte à faire une telle conversion champ proche/champ lointain doit posséder des motifs dont la période est inférieure à la demi-longueur d'onde d'observation ($\lambda/2$).

Si les fréquences spatiales entrent directement en compte dans la modification de trajectoire de l'onde incidente, la nature de l'obstacle, sa qualité d'interface et ses propriétés optiques décident de la manière dont l'amplitude se répartit sur les ordres diffractés, dont les vecteurs d'ondes correspondent aux fréquences spatiales acquises de l'obstacle. C'est ce que ne révèle pas la formule des réseaux. En effet, ce sont les conditions aux limites des champs électromagnétiques, tenant compte fortement de la polarisation, qui jouent un rôle prépondérant dans la distribution des amplitudes selon les ordres de diffraction.

Maintenant qu'une estimation typique de la période du réseau ($\lambda/2n'$) est donnée, il faut favoriser l'ordre -1, ou du moins, éviter qu'il soit inexistant. La fonction principale étant la conversion champ proche/champ lointain, il est nécessaire que les ondes évanescentes soient bien transmises par le composant. Pour cela il est judicieux d'exploiter le phénomène connu en photonique sous le nom de transmission extraordinaire [127, 13, 35, 39, 22], et qui indique que dans certaines structures métalliques, le coefficient de transmission en énergie de l'onde TM devient important,

¹¹Le moment longitudinal est déduit du moment parallèle par la relation de dispersion[19] du milieu : $k_z^2 = \mu\epsilon k_0^2 - k_x^2$.

¹²On ne s'intéresse pas pour l'instant à savoir comment cette onde évanescente est générée, mais on peut considérer la composante marginale (en bord de pupille) d'un objectif à immersion d'ouverture numérique égale à deux fois l'indice de l'espace de diffraction $ON = n \sin \theta_m = 2n'$.

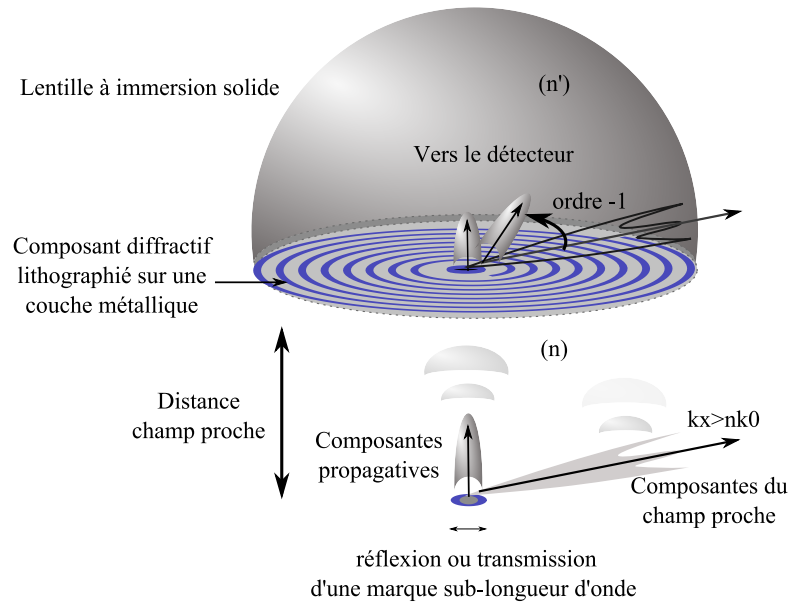


Fig. 4.4: Illustration du composant de conversion des ondes évanescentes en champ lointain, incorporé à la SIL. Cette version consiste en un réseau radial en relief, gravé sur du métal. L'espace post-conversion est d'indice fort n' ce qui permet la collection des ondes à fort moment parallèle. L'objet rayonnant est maintenu à une distance champ proche ($< \lambda/2\pi$) permettant aux ondes de surface ($k_x > nk_0$) d'atteindre le réseau. Comme on peut le voir, l'effet de la diffraction d'ordre négatif permet de ramener l'onde de surface vers le centre de la pupille de collection.

de l'ordre de 60–80%. Cette résonance analogue à celle d'une interface diélectrique/métal est cependant plus complexe (dans son expression) dans les structures topographiques sub-longueur d'onde sur métal. L'amplitude d'une onde plane TM unique peut être dans certains cas multipliée par un facteur 2 ou 3, à la traversée d'une telle structure, sans pour autant violer la conservation de l'énergie, mais justifie que l'on parle d'amplification d'onde évanescente, même si au sens énergétique il s'agit d'une bonne transmission, même extraordinaire par rapport aux prédictions photométriques.

4.2.1 Approche scalaire et conception

La conception a été un processus lent et peu méthodique pour les raisons suivantes : la première configuration adaptée à l'enregistrement optique exploite la SIL et constitue un problème difficile à modéliser (figure 4.4). C'est la déclinaison en géométries plus simples, et pouvant être modélisées (diffraction scalaire de Fourier, théorie rigoureuse des ondes couplées—*rigorous coupled-wave analysis*) qui a permis la mise en place et la compréhension d'un tel composant.

La première géométrie (figure 4.4) respecte la symétrie cylindrique du système optique de lecture, et se présente sous la forme d'un réseau radial, fait dans un matériau aux propriétés favorables à la transmission du champ proche. L'or et l'argent sont habituellement les meilleurs candidats dans la gamme de longueur d'onde du visible.¹³

Dans une première étape, on considère une coupe quelconque du champ, qui traverse un réseau de lignes orthogonales. Dans cette première approche scalaire, le réseau est unidimensionnel, et

¹³C'est le cas si on veut exploiter la transmission extraordinaire, sinon un métal très conducteur (aux conditions aux limites suffisamment contraignantes pour impacter le champ à des tailles sub- λ) est possible mais réduit l'efficacité du composant.

on suppose que la fonction de conversion est remplie avec un certain coefficient $t_{\pm 1}$ en amplitude pour les ordres de diffraction. Les ordres supérieurs ne seront pas pris en considération, ce qui reviendrait à avoir des réseaux à variation sinusoïdale de l'amplitude¹⁴. Le travail sur l'existence de ce coefficient sera démontré dans une section ultérieure, qui prône une approche vectorielle tenant compte de la structure matérielle du réseau.

On reprend l'approche scalaire du chapitre premier, notamment la distribution du champ sur le détecteur, dans les coordonnées de la pupille de sortie :

$$E_{det}(k_x, k_y) = P_1(k_x, k_y) \iint E_{out}(x, y) e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (4.2)$$

où E_{out} est le champ diffracté par le disque défini comme le champ incident $E_{in}(x, y)$ multiplié par la réflectivité du disque $r(x - x_s, y - y_s)$; P_1 étant la pupille d'interception et E_{det} l'expression du champ sur le détecteur. L'expression du champ sortant E_{out} est reprise pour inclure la présence d'un réseau diffractant sub-longueur d'onde, possédant les ordres ± 1 non nuls :

$$E_{det}(k_x, k_y) = P_1(k_x, k_y) \iint (\text{TF}(E_0) * \text{TF}(P_0)) \cdot r(x - x_s, y - y_s) e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (4.3)$$

L'intégrale est une transformée de Fourier inverse, en appliquant les propriétés usuelles de la TF [68, 40] :

$$E_{det}(k_x, k_y) = P_1(k_x, k_y) \cdot ([E_0(k_x, k_y) P_0(k_x, k_y)] * \text{TF} [r(x - x_s, y - y_s)]) \quad (4.4)$$

La fonction diffractante r est modifiée pour tenir compte du réseau. L'analyse fréquentielle du système préconisait l'utilisation d'un objet périodique de fréquence spatiale $f = 1/p$ et de vecteur d'onde équivalent $k = 2\pi/p$, p étant la période de l'unique motif (marque) qui se répète. On écrit désormais :

$$r(x - x_s, y - y_s) = \frac{r_0}{2} (1 + m_0 \sin [k(x - x_s)]) \cdot (1 + m_r \sin k_r x) \cdot 1_{\mathbb{R}}(y) \quad (4.5)$$

où on retrouve la modulation m_0 le long de Ox des marques en réflectivité, et un réseau de diffraction lié à la tête optique : de modulation indépendante de x_s , de période $p_r = 2\pi/k_r$. Ce réseau étant dans le même sens que les marques, la fonction bidimensionnelle du disque associé au réseau de diffraction, r , est invariante dans la direction Oy .

Les modulations sinusoïdales sont pratiques pour décrire l'objet diffractant, et peu réalistes pour les marques monotones. Cependant, dans l'espace de Fourier, elles n'ont que trois composantes fréquentielles, s'exprimant par des distributions de Dirac et se prêtent bien au produit de

¹⁴Par la suite, des réseaux en créneaux seront utilisés en faisant la même approximation, car il a été vérifié que l'impact des ordres ± 2 était négligeable, idem pour ± 3 .

convolution de l'équation 4.4.

La transformée de Fourier de la fonction $r(x)$ contenant un réseau de diffraction est exprimée dans la direction des modulations Ox , l'invariance sur Oy induit une convolution par un Dirac centré en 0, qui n'a donc pas d'effet sur la direction Ox :

$$\begin{aligned} \tilde{r}(k_x) = & \frac{r_0}{2} [\delta(k_x) + \frac{m_r}{2} (\delta(k_x - k_r) + \delta(k_x + k_r)) + \frac{m_0}{2} (e^{-ik_x s} \delta(k_x - k) + e^{ik_x s} \delta(k_x + k))] \\ & + \frac{m_0 m_r}{4} e^{-i(k+k_r)x_s} \delta(k_x - k - k_r) + \frac{m_0 m_r}{4} e^{-i(k-k_r)x_s} \delta(k_x - k + k_r) \\ & + \frac{m_0 m_r}{4} e^{i(k-k_r)x_s} \delta(k_x + k - k_r) + \frac{m_0 m_r}{4} e^{i(k+k_r)x_s} \delta(k_x + k + k_r) \end{aligned} \quad (4.6)$$

Cette expression, d'après l'égalité 4.4, convolue la pupille d'entrée (si l'éclairage incident E_0 est considéré uniforme, sinon convolue le produit $E_0 P_0$) et génère pour chacun des 3 ordres (0,+1,-1) de diffraction provoqués par l'objet, des ordres supplémentaires (ou secondaires). En tout 9 images de la pupille d'entrée, dont 6 d'entre elles décalées de $\pm k_r$ et de $\pm k \pm k_r$ peuvent apparaître (les ordres secondaires nuls ne provoquent pas de décalage). L'équation 4.4 page précédente devient :

$$E_{det}(k_x, k_y) = P_1(k_x, k_y) \cdot ([P_0(k_x, k_y)] * [\tilde{r}(k_x) \delta(k_y)]) \quad (4.7)$$

Soit en effectuant les convolutions :

$$\begin{aligned} E_{det}(k_x, k_y) = & P_1(k_x, k_y) \cdot \left\{ \frac{r_0}{2} [P_0(k_x, k_y) + \frac{m_r}{2} (P_0(k_x - k_r, k_y) + P_0(k_x + k_r, k_y)) \right. \\ & + \frac{m_0}{2} (e^{-ik_x s} P_0(k_x - k, k_y) + e^{ik_x s} P_0(k_x + k, k_y)) \\ & + \frac{m_0 m_r}{4} e^{-i(k+k_r)x_s} P_0(k_x - k - k_r, k_y) + \frac{m_0 m_r}{4} e^{-i(k-k_r)x_s} P_0(k_x - k + k_r, k_y) \\ & \left. + \frac{m_0 m_r}{4} e^{i(k-k_r)x_s} P_0(k_x + k - k_r, k_y) + \frac{m_0 m_r}{4} e^{i(k+k_r)x_s} P_0(k_x + k + k_r, k_y) \right\} \end{aligned} \quad (4.8)$$

Dans ce modèle approximatif, le réseau de diffraction doit entrer en jeu lorsque la limite de diffraction est dépassée, comme indiqué en figure 4.5. Les lobes habituels s'écartent de la pupille de collection à mesure que la période de l'objet diminue jusqu'à ce que l'aire des lobes ± 1 interceptée par la pupille soit nulle. Au-delà de la fréquence limite de coupure k_c , qui positionne les lobes de manière à tangenter les extrémités de la pupille, la modulation est nulle. La fréquence de coupure $k_c = 2k_0 \text{ON}$ correspond à la limite bien observée de la disparition de signal pour des marques de période $p_c = 2\pi/k_c = \lambda/2\text{ON}$ soit 240nm pour le système Blu-ray ($\lambda = 405\text{nm}$ et $\text{ON}=0.85$). Cette valeur est la plus petite période détectable du motif de répétition, elle correspondrait par exemple à des marques longues de 120nm si l'intermarque était de même longueur. Cette

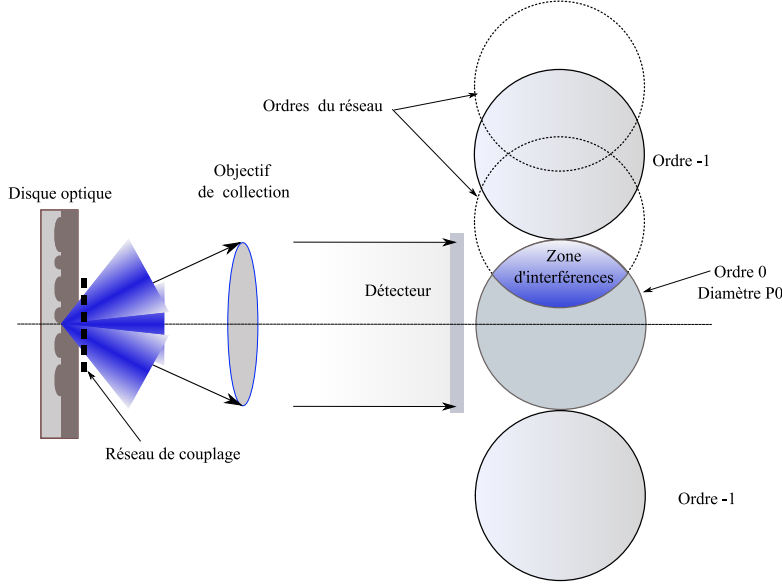


Fig. 4.5: Action du réseau diffractif lorsque la période est à peine sous la limite de résolution. Les lobes sont naturellement au-dehors de la zone perceptible par la pupille P_0 , mais la diffraction à travers le réseau crée des lobes supplémentaires, décalés de par et d'ordre par le vecteur d'onde du réseau. Si celui-ci est suffisamment fort, il permettra à un des lobes secondaires d'entrer en interférence avec l'ordre 0, produisant ainsi une modulation, et donc un signal. L'information normalement irrécupérable par le système a été couplée dans la pupille de sortie.

remarque, bien que pratique, doit rester un exemple car parler de la plus petite marque lisible par un système n'a aucun sens si on ignore la constitution du motif. En effet le système est sensible à des périodicités et non à des marques uniques. Une marque unique isolée contient un spectre de fréquences spatiales large, et a de fortes chances d'être détectable, même lorsque sa taille est en-dessous de la limite de diffraction¹⁵.

L'information relative à la position du disque x_s est contenue, comme écrit dans la formule 4.8, dans les lobes décalés de la fréquence objet k , à savoir $P_0(k_x \pm k, k_y)$; et ce en l'absence de réseau diffractif, c'est-à-dire lorsque $m_r = 0$. Ceci nous indique que, lorsque l'objet monofréquentiel est translaté de x_s , les zones d'interférences (voir chapitre 1) scintillent à la période du réseau¹⁶. Or, le système procède par intégration sur le disque P_0 central, ce qui indique que la modulation due au balayage du disque (information qu'on cherche à capturer) est ajoutée à la luminosité de l'ordre zéro. La modulation est par conséquent amoindrie. La fréquence de l'objet fixe l'éloignement des ordres ± 1 et donc l'aire des zones interférentielles. Ainsi on peut associer à chaque période d'objet le taux de modulation transférable à travers le système. Il ne s'agit pas d'un calcul rigoureux de la FTM du système, mais simplement de démontrer qu'à travers le canevas mathématique de la diffraction scalaire, ce qu'implique l'ajout d'un réseau de diffraction au système. Les hypothèses suivantes sont admises :

- Le réseau d'amplitude est infiniment fin, comme l'objet monofréquentiel, c'est pourquoi on peut les décrire par des masques fonction de l'espace, indépendamment de l'angle de l'onde incidente.

¹⁵C'est une différence essentielle entre la microscopie et la lecture optique, dans le premier cas on reconstitue une image fixe, dans le second on détecte des modulations dues à un objet en mouvement (disque).

¹⁶En effet la luminosité de ces zones varie et retrouve sa valeur lorsque le réseau-objet s'est translaté d'une période, ce qui génère une modulation de même période.

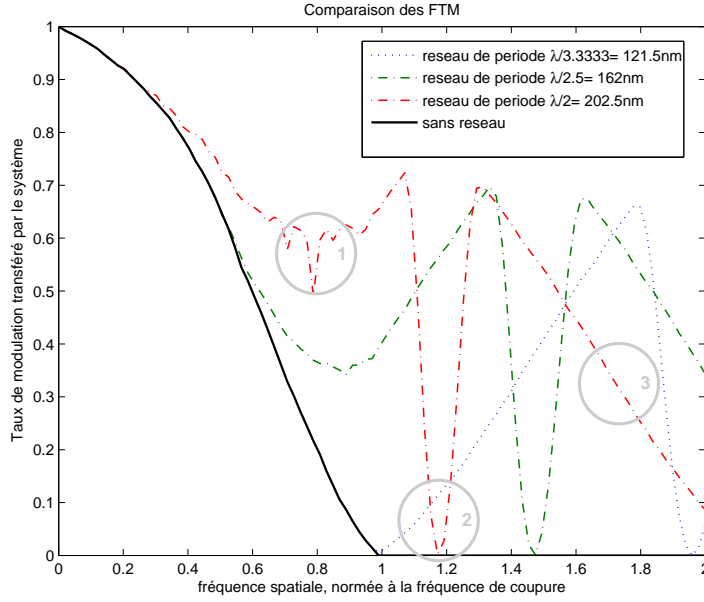


Fig. 4.6: Fonctions de transfert de modulation pour le système Blu-ray (en noir gras) et lorsqu'un réseau d'amplitude est superposé au disque (lignes discontinues).

- Le réseau de diffraction est de pas sub-longueur d'onde, et accomplit cependant parfaitement la conversion des ondes évanescentes vers des ondes collectables par la pupille de sortie.
- Le bruit du système (provenant des différents composants optiques et électroniques) est négligeable devant la modulation, aussi faible soit-elle.
- La composante du champ traitée est représentative : son carré permet d'aboutir avec une bonne approximation à la distribution d'énergie réelle.

Dans ces conditions, on peut aborder la notion de fonction de transfert de modulation, en mesurant pour chaque fréquence de l'objet, l'amplitude de la modulation provoquée par la translation de l'objet. Plusieurs cas seront comparés : d'abord l'allure de la FTM naturelle sans introduction de composant supplémentaire, ensuite l'effet d'un réseau proche à une distance champ proche sera observé sur la FTM. On fera varier des paramètres clés du réseau, comme sa période $p_r = 2\pi/k_r$.

On note qu'en présence de réseau sur le disque optique, des modulations non nulles apparaissent pour des marques au-delà de la fréquence de coupure du système. L'introduction d'un réseau de pas plus petit que la longueur d'onde ouvre la FTM à des fréquences normalement interdites. On observe que, selon la période du réseau de diffraction, les intervalles de fréquence qui sont transmissibles à travers le système sont distincts. On peut noter aussi la présence de zones "aveugles" du système où la FTM s'annule. L'analyse précise de certains points de fonctionnement permettra de révéler la réponse du système en régime de super-résolution.

1. Zone multi-interférentielle La zone bruitée sur la courbe de la FTM d'un système à réseau $\lambda/2$ provient d'un signal multifréquentiel. Dans cette zone, plusieurs lobes secondaires intersectent l'ordre zéro et provoquent autant de modulations. Chaque lobe étant décalé dans le plan de la

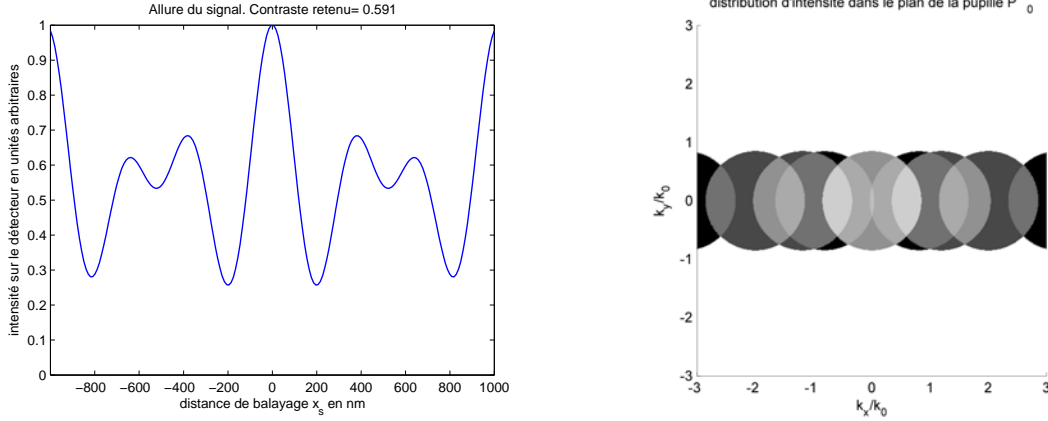
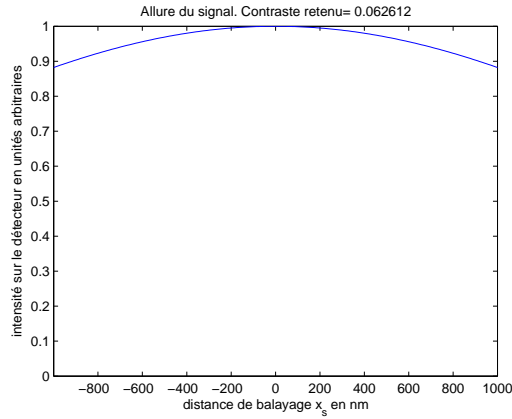


Fig. 4.7: Détail du point de fonctionnement autour de 70% de la fréquence de coupure. La courbe de FTM est bruitée en ce point. La courbe de signal (à gauche) montre un signal multifréquentiel, dont il est difficile de retenir une valeur du contraste. La figure de droite montre l'interférence de multiples lobes secondaires qui explique l'origine du signal.

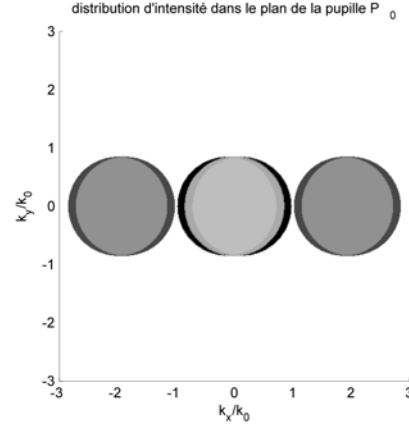
pupille d'une certaine fréquence, scintille à cette fréquence propre avec un facteur de modulation qui dépend de l'aire d'intersection. Un autre ordre secondaire intercepte une aire plus grande de la pupille P_0 provoque la superposition d'une modulation plus forte, qui, de plus, est à une fréquence décalée. La disparition de l'un des lobes de la pupille P_0 provoque une brutale disparition d'une composante fréquentielle, et donc un changement rapide du taux de modulation lorsque l'objet change de fréquence : d'où l'allure bruitée. Un système voulant exploiter cette zone de la FTM se doit de procéder à un filtrage fréquentiel.

2. Zone aveugle A la fréquence spatiale autour de 120% de la fréquence de coupure, la position des lobes ± 1 est en dehors de P_0 mais correspond à la fréquence du réseau de diffraction demi-longueur d'onde : $1.2k_c \approx \frac{k_r}{2}$. Ceci implique que les lobes secondaires coïncide avec la pupille centrale (ordre 0). L'interférence produit un scintillement de l'aire commune (une modulation) à une fréquence spatiale qui doit être décalée. La fréquence spatiale de modulation vaut la différence quasi nulle : $|1.2k_c - k_r/2| \sim 0$, du fait de la superposition quasi parfaites des lobes au centre. La période du signal généré est tellement grande qu'il est impossible d'extraire le contraste pendant le balayage. C'est pourquoi on considère la modulation quasi nulle à cette échelle.

3. Zone exploitable au-delà de la fréquence de coupure Les parties exploitables sont les portions décroissantes et non bruitées de la FTM. Un système bien conçu combine à la fois des zones exploitables importantes (en termes d'intervalles Δk) et une FTM qui est ouverte aux très hautes fréquences. L'une et l'autre permettent respectivement un langage riche pour coder les données, et une densification importante des marques. Le disque central de la pupille de collection (figure 4.9 page 95) est seul à générer du signal. Il contient dans le cas d'un fonctionnement en super-résolution une partie des lobes secondaires (couleurs sombres sur la même figure), les lobes



(a) Allure du signal lorsque le disque est balayé.



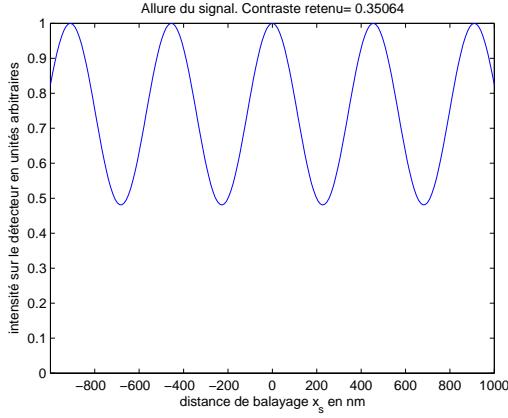
(b) Distribution d'intensité correspondante dans le plan de la pupille.

Fig. 4.8: Détail du point de fonctionnement autour de 120% de la fréquence de coupure. La courbe de FTM est quasi nulle en ce point. La courbe de signal (à gauche) montre un signal de très longue période, ne correspondant pas à une donnée sur le disque. La figure de droite montre l'interférence des lobes secondaires occupe quasiment toute la pupille.

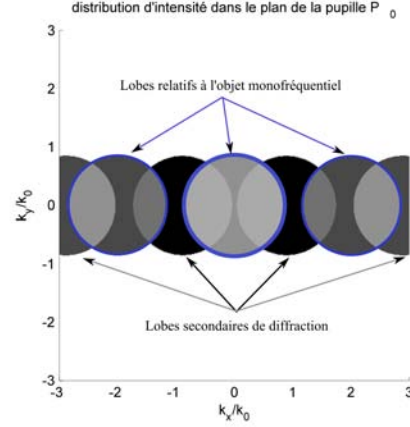
± 1 de l'objet étant trop éloignés de l'ordre 0. Cependant pour ces marques au-delà de la fréquence de coupure, la modulation possède les propriétés suivantes :

- La modulation est moins contrastée, car l'amplitude des lobes secondaires qui interviennent dans l'interférence ($m_0 m_r / 4$, d'après l'équation 4.8 page 90) est plus faible que celle des ordres ± 1 ($m_0 / 2$).
- La fréquence de modulation du signal obtenue est décalée par rapport à celle qui est présente naturellement dans l'objet. En effet, le réseau qui couple les ondes planes de l'extérieur de la pupille vers l'intérieur provoque une translation de l'ensemble du spectre angulaire. Cette translation dans l'espace des vecteurs d'onde est égale à celle du réseau $\pm k_r$, ce qui correspond à une déviation angulaire de θ_r vérifiant $\sin \theta_r = k_r / k_0$. Comme montré dans la figure 4.9(a) la fréquence observée sur le détecteur $k_d = \min(|k \pm k_r|)$ correspondant à une période de $p_d = 2\pi / k_d$.

L'approche scalaire se démontre de toute rigueur électromagnétique pour livrer les principes de fonctionnement d'un réseau super-résolvant dans des conditions idéales. Dans des conditions idéales, une conversion uniforme du champ proche (quelque soit son spectre angulaire) vers le champ lointain est incluse. Cette fonction étant accomplie pour toute composante du champ et pour toute polarisation. Permettant ainsi au système de lecture d'ouvrir le transfert aux modulations de hautes fréquences (provenant d'objets de petites périodes), ce composant présente un intérêt certain pour l'enregistrement en champ proche. La section qui suit étudie sa déclinaison en objet fonctionnel et réalisable expérimentalement.



(a) Allure du signal lorsque le disque est balayé.



(b) Distribution d'intensité correspondante dans le plan de la pupille.

Fig. 4.9: Fonctionnement type d'un point exploitable de la FTM d'un système utilisant un réseau à super-résolution. Détail du point de fonctionnement autour de 120% de la fréquence de coupure. La courbe de FTM est quasi nulle en ce point. La courbe de signal (à gauche) montre un signal de très longue période, ne correspondant pas à une donnée sur le disque. La figure de droite montre l'interférence des lobes secondaires occupe quasiment toute la pupille.

4.2.2 Approche électromagnétique

La manipulation du champ proche optique est un passage-clé pour les systèmes de détection aptes à dépasser la limite de diffraction. Les structures adaptées au champ proche, telles que la superlentille [96] et la lentille à plasmons [34, 35, 33] ont permis un transport des ondes évanescentes qu'on ne peut réaliser dans des structures diélectriques. Les matériaux mis en jeu dans ce type de structures supportent à leurs interfaces les plasmons de surfaces [13], oscillations communes du champ électromagnétique et de la réponse du nuage électronique du métal. Le rôle des plasmons de surface a fait l'objet de nombreuses études et a fait appel à des analyses théoriques rigoureuses comme la RCWA [69, 71, 89, 90] qui fait appel aux ondes couplées (*Rigorous Coupled Wave Analysis*). Leur implication dans les phénomènes les plus intrigants de la photonique moderne, telle que la transmission extraordinaire [84, 101, 127, 154] ou les anomalies de Rayleigh-Wood, a fait l'objet de polémique scientifique, arguant tantôt une participation positive [101, 12] tantôt négative [22] des plasmons de surface. Le fait qui sera retenu concernant la réalisation du réseau de diffraction est le fort couplage de l'énergie des modes évanescents dans des structures bien spécifiques. Les métaux nobles, notamment l'argent, facilitent cet échange en minimisant l'énergie perdue par dissipation. Cette opportunité est essentielle à la réalisation d'un composant qui a pour fonction de recevoir une onde évanescente et de la convertir en onde propagative avec suffisamment d'énergie. Faire appel aux résonances plasmons pour réaliser une telle fonction paraît approprié mais ne peut se faire qu'en tenant compte de restrictions importantes :

- La nature résonante de l'amplification des ondes plasmons restreint le fonctionnement du composant à un intervalle de longueurs d'onde $\Delta\lambda$ à cause de la dispersion de l'indice optique.

Il faudra choisir judicieusement la longueur d'onde, car celle-ci conditionne la fabrication du réseau dont la période est une fraction bien déterminée de λ . D'un autre côté, les systèmes de lecture de disques optiques sont monochromatiques, donc cette restriction n'amène pas un changement drastique au système.

- Le modèle scalaire appliqué au réseau sub- λ a montré que les lobes primaires diffractent à travers le composant pour donner des lobes secondaires semblables. Ce qui implique que les différentes composantes angulaires qui constituent un lobe sont translatées uniformément. Ceci n'est malheureusement pas le cas avec les résonances plasmons, car elles sont sélectives en angle : seule une partie des ondes planes d'inclinaison $\Delta\theta$ est transmise efficacement, ce qui correspond à une partie restreinte du lobe Δk_x . Donc les lobes secondaires seront loin de ressembler aux lobes primaires, cependant il faudra faire diffracter la partie transmise du lobe dans la pupille de collection.
- Faire appel aux plasmons de surface, c'est se restreindre aux ondes TM. Dans le cas d'un spot focalisé diffractant sur une marque, la situation est complexe. En effet les états de polarisation dans le voisinage du foyer ne sont pas prédictibles de manière intuitive par la polarisation du faisceau collimaté. Cependant, le fonctionnement du réseau ne sera possible que si la part des ondes p issues de l'objet sub- λ et attaquant le réseau de diffraction est majoritaire. En effet les ondes évanescentes ($k_x > k_0$) qui se couplent en ordre -1 du réseau voient leur moment parallèle diminué à $k_x - g$ et peut aisément se mélanger aux composantes faibles fréquences qui sont transmises naturellement par l'ordre 0 du même réseau.

4.2.3 Analyse bi-dimensionnelle

Les méthodes numériques pour traiter la diffraction électromagnétique sur des structures périodiques ont fait l'objet de nombreuses études concernant des résolutions matricielles du système [15, 38]. Des algorithmes plus stables et à convergence de plus en plus rapide ont fait leur apparition [24, 69, 71, 89, 90, 156]. Le cas 2D considère un réseau périodique dans une dimension (l'axe Ox est la direction de la périodicité, l'axe Oy est celui de l'invariance) et a l'avantage de permettre une étude complète sur les polarisations propres. En effet, on peut imposer un champ incident transverse magnétique¹⁷ h_y en tout point du plan 2D, alors que dans le cas 3D le point central du faisceau devient une singularité où la polarisation est difficile à définir si elle est radiale. Auquel cas, les faisceaux propres purement TE/TM ne pourront être testés sur de telles structures qu'en faisant appel aux modes de Bessel-Gauss dans une géométrie tridimensionnelle. Ce travail a été abordé mais son stade d'avancement ne permet pas encore de rapporter des faits notables sur le fonctionnement du composant 3D.

Ce modèle réduit à deux dimensions présente l'avantage de traiter l'aspect électromagnétique

¹⁷Le problème est traité en termes d'amplitude, car la lumière est cohérente spatialement, et temporellement[19].

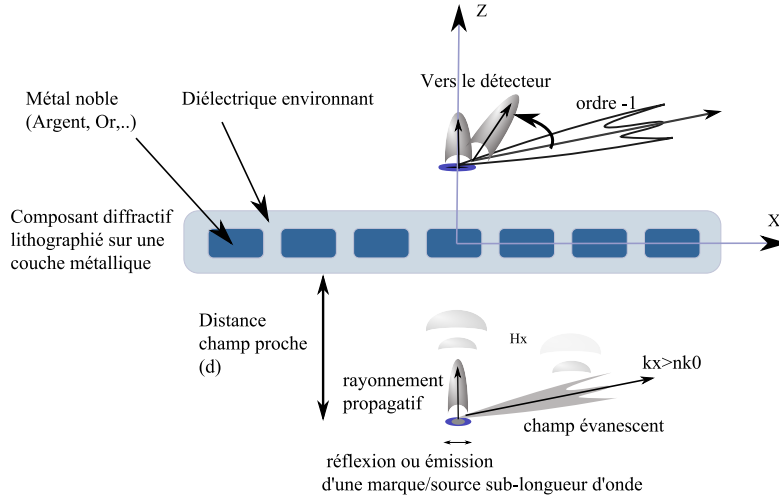


Fig. 4.10: Aspect de la lentille diffractive en deux dimensions. Un réseau constitué de lignes de métal noble est enveloppé par un diélectrique où l'indice optique est choisi en adéquation avec le métal. Le champ proche rayonné par l'objet sub- λ atteint en grande partie la lentille. Ce champ est alors converti en champ lointain.

tout en utilisant un éclairage idéal, puisque entièrement TM. La transmission à travers la structure décrite en considérant que le signal est entièrement porté par la composante suivant Oy du champ magnétique. L'objet/marque rayonne/renvoie un champ initial qu'on note h_0 . On peut alors exprimer la transmission à travers une telle lentille en recombinaison sous forme d'intégrale les ondes planes transmises (k_x) séparément :

$$h_t(x) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} \sum_m t_m(k_{x,-m}) [h_0(k_{x,-m}) e^{ik_{z,-m}d}] e^{i(k_{x,-m}x + k_{z,-m}z)} dk_x \quad (4.9)$$

avec h_t l'amplitude champ magnétique transmis, dans le plan immédiatement après la lentille. Le champ issu de l'objet acquiert une phase $e^{ik_z d}$ lors de sa propagation jusqu'à la lentille, où le coefficient $k_z = \sqrt{k_0^2 - k_x^2}$ peut devenir imaginaire pour les composantes de haute fréquence spatiale k_x , réalisant ainsi une fonction de filtrage passe-bas mais faible (voir le chapitre 2), car la distance d est une fraction de la longueur d'onde. t_m est le coefficient de transmission en amplitude de l'onde plane inclinée d'un angle $\theta = k_x/k_0$ de nature TM (p), pour l'ordre de diffraction m .

En effet, chaque onde plane est diffractée (voir figure 4.11) suivant la loi des réseaux écrite précédemment (équation 4.1 page 87), et on peut écrire les composantes des vecteurs d'ondes diffractés :

$$\begin{cases} k_{x,m} = k_x + mg \\ k_{z,m}^2 = \sqrt{k_0^2 - k_{x,m}^2} \end{cases} \quad (4.10)$$

où g est le vecteur d'onde du réseau $g = 2\pi/p$, p étant sa période spatiale. Dans l'équation de transmission de la lentille diffractive (éq.4.9), les propriétés de la structure sont contenues dans les coefficients t_m , fonctions de l'onde plane k_x , et de la structure optique de la lentille. t_m prend

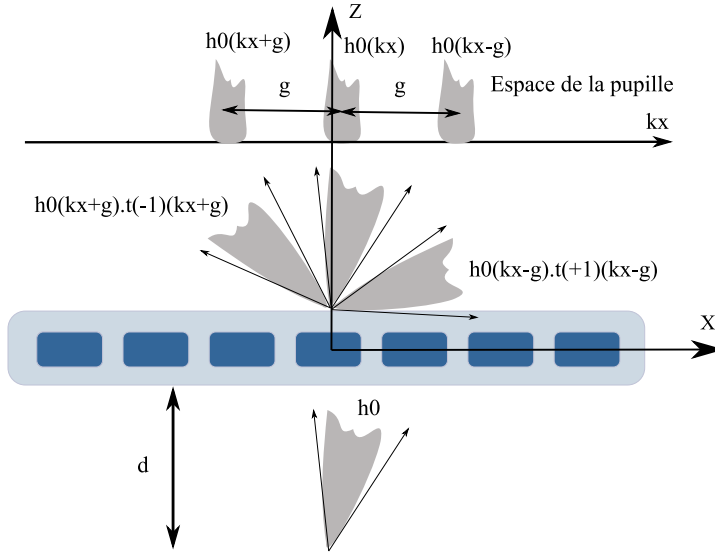


Fig. 4.11: Décomposition du spectre angulaire en plusieurs ordres lorsque celui-ci est transmis à travers la lentille diffractive. Seuls trois ordres sont illustrés : 0, +1, et -1. Le spectre translaté de g : $h_0(k_x - g)$ est affecté d'un coefficient de transmission de l'ordre +1 : $t_1(k_x - g)$. Ce qui explique le signe - dans l'équation 4.9 page précédente.

en compte l'ensemble de la fonction¹⁸ de la permittivité diélectrique $\epsilon(x, z)$, et son obtention passe par la résolution complète des équations de Maxwell. C'est l'objet de la RCWA¹⁹, dont la méthode de résolution réduite à un problème 2D[72, 15] sera utilisée.

4.3 Ingénierie de la diffraction négative

Le fonctionnement de la lentille diffractive pour la conversion champ proche/champ lointain, réside essentiellement dans un fort coefficient de transmission de l'onde TM, de l'onde évanescence incidente vers l'onde diffractée en ordre -1. Ce coefficient est noté $t_{-1}(k_x + g)$. Si la lentille satisfait le cahier des charges primaire (établi lors de l'approche scalaire 4.2.1 page 88) et possède une structure sub- λ , elle est naturellement favorisée pour coupler de l'énergie dans le domaine propagatif suivant l'ordre -1, car les autres sont tous évanescents, et n'acheminent pas de signal en champ lointain. En effet, le champ proche incident sur la lentille sera diffracté en trois ordres. L'ordre 0 porte la même fréquence que le champ incident, il est donc évanescent et ne constitue qu'une fuite négligeable de l'énergie. L'ordre +1 repousse le champ vers les hautes fréquences d'une quantité g (voir figure 4.11), et ce champ est perdu. Seul l'ordre -1, qui décale le spectre du champ incident vers le domaine propagatif, peut convertir le champ proche incident en signal transmissible en champ lointain.

¹⁸En toute rigueur, il s'agit d'une distribution, puisqu'elle présente des sauts discontinus : aux interfaces métal/diélectrique, on passe brutalement de ϵ_M à ϵ_D . Les équations de Maxwell sont valables au sens des distributions, pour ϵ et μ . Ceci implique par ailleurs que les conditions aux limites sont incluses dans les équations de Maxwell, plus précisément sous leur forme intégrale et non différentielle (exemple : équation de Maxwell-Gauss). Ce ne sont donc pas des équations supplémentaires à injecter dans le système.

¹⁹La déclinaison 2D de la méthode RCWA a été réétudiée dans un but pédagogique, et a préparé à l'utilisation de la RCWA tridimensionnelle, précédemment développée au laboratoire.

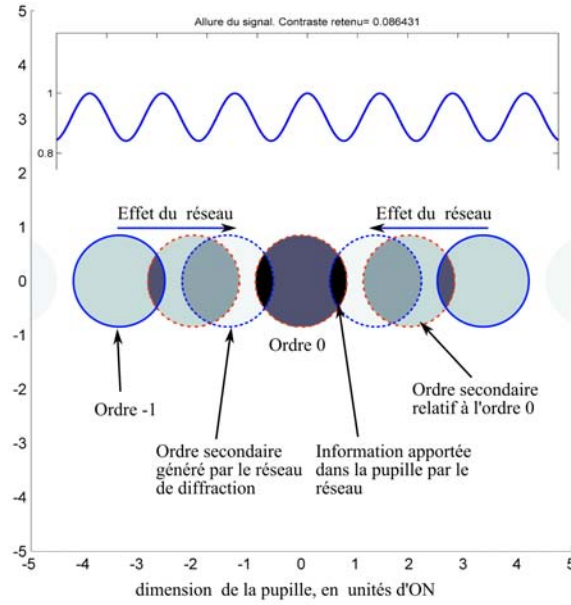


Fig. 4.12: État de l'intensité du champ dans le plan de la pupille du système, lorsque le spot lumineux balaye un réseau de pas $p = \lambda/4\text{ON}$. Dans ce cas, les lobes primaires (+1 et -1) étant éloignés, la lentille diffractive crée des lobes secondaires qui viennent interférer avec l'ordre 0 pour créer le signal montré au-dessus des lobes.

4.3.1 Objectif

L'objectif est de réaliser un composant diffractif fonctionnant dans la zone 3 (paragraphe 4.2.1 page 93), soit une région de la FTM au-delà de la fréquence de coupure. Plus précisément, comme le montre la courbe rouge (en pointillés) de la figure 4.6 page 92, un contraste non négligeable subsiste dans l'intervalle autour de deux fois la fréquence de coupure. Dans cette situation les lobes des ordres +1 et -1 sont éloignés d'une distance de $4k_0\text{ON}$ dans l'espace de la pupille. En l'absence de la lentille de diffraction, cette configuration ne génère aucun signal car il n'existe aucun recouvrement entre des ordres +1 et -1 avec l'ordre 0. La figure 4.12 montre que l'effet réseau de la lentille de diffraction permet de créer une modulation non nulle du signal, en créant des lobes secondaires judicieusement décalés vers le centre de la pupille.

Une lentille permettant un tel régime de fonctionnement possède une structuration dont la période varie entre $\lambda/2$ et $\lambda/2.5$. C'est dans cette région que cette lentille sera fabriquée. Mais, afin d'étudier les meilleures conditions de fonctionnement de cette lentille, il faut disposer de l'ensemble des paramètres, notamment de l'indice optique du métal, et du diélectrique qui entoure le réseau, ainsi que des paramètres géométriques du réseau. A ce propos, on se restreint à une périodicité en créneaux, car cette forme est proche de ce que donne généralement les méthodes classiques de structuration comme la lithographie par faisceau d'électrons.

4.3.2 Importance de l'indice dans l'excitation des plasmons de surface

Or, optimiser la diffraction du champ proche vers le champ lointain revient à coupler avec une bonne efficacité les ondes évanescentes incidentes dans la structure. L'élément de base de ce

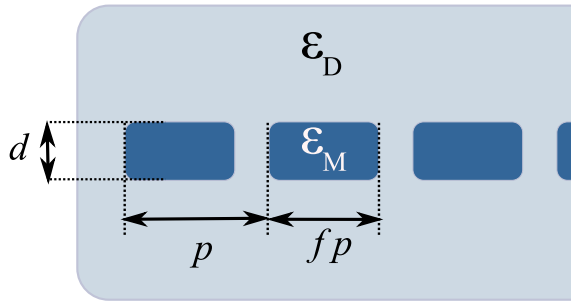


Fig. 4.13: Paramètres de la structure à étudier. ϵ_M et ϵ_D sont respectivement les permittivités diélectriques relatives du métal noble et du diélectrique.

couplage est une interface simple diélectrique/métal[103]. Ce paragraphe se propose de l'étudier en champ proche et de relever le matériau le plus approprié. En effet, la littérature foisonne d'études sur les résonances plasmons, visibles sur les coefficients de transmission/réflexion. Celles-ci précisent la quantité de couplage d'une onde venant du champ lointain (incliné d'un angle θ) en faisant varier son inclinaison ou sa longueur d'onde. Les deux manoeuvres reviennent à faire varier le moment parallèle $k_x = \frac{2\pi n}{\lambda} \sin \theta$, à la différence que changer la longueur d'onde modifie les propriétés de l'interface [13, 51, 155]. En effet, les valeurs de l'indice de part et d'autre de cette interface entrent en jeu dans le coefficient de transmission, et la région qu'on cherche à étudier concerne les ondes vérifiant $k_x > nk_0$ où n est l'indice du milieu environnant. Pour cela on dispose d'une couche mince (40nm) de métal noble dans un diélectrique, et on observe l'étendue de la gamme d'ondes évanescentes se couplant efficacement à travers la lame. Deux métaux sont comparés dans un premier temps, l'argent et l'or, dont les indices optiques sont extraits de [94]. Toute la gamme du visible (400nm-800nm) est analysée.

Suivant les valeurs de dispersion de l'argent décrites dans [94], le coefficient de transmission en amplitude (c'est le module qui est pris car cette quantité est complexe) prend la forme illustrée en figure 4.14. Les ondes planes de valeur $k_x/k_0 > n_{Silice}$ (champ proche) ont un coefficient important, il s'agit de la résonance des plasmons de surface. Ceux-ci se développent à l'interface, concentrant des valeurs de champ importantes, mais sans échanger cette énergie car elle est de nature évanescente. En effet, les valeurs du coefficient vérifiant $k_x/k_0 < n_{Silice}$ sont faibles mais pas nulles, et concernent la transmission des ondes provenant du champ lointain. L'allure du graphique 4.14 indique que la fenêtre de couplage en ondes plasmons est plus large vers les courtes longueurs d'onde²⁰, alors que l'or (figure 4.15) couple les plasmons dans le bleu avec une moindre efficacité.

²⁰Par ailleurs, l'allure n'est pas étrange. En effet les courbes de dispersion qu'on peut trouver dans [103] sont une tendance asymptotique de celle du graphe 4.14, en tenant compte que l'échelle est en longueur d'onde au lieu des pulsations $\omega = 2\pi c/\lambda$, et d'une infinie étroitesse de la courbe due à la considération d'un métal sans pertes. Le métal sans pertes (ϵ_M est réel négatif) provoque en effet des résonances parfaites : le pic est infini, et la largeur est nulle. C'est pourquoi les dispersions de plasmons suivent une courbe fine.

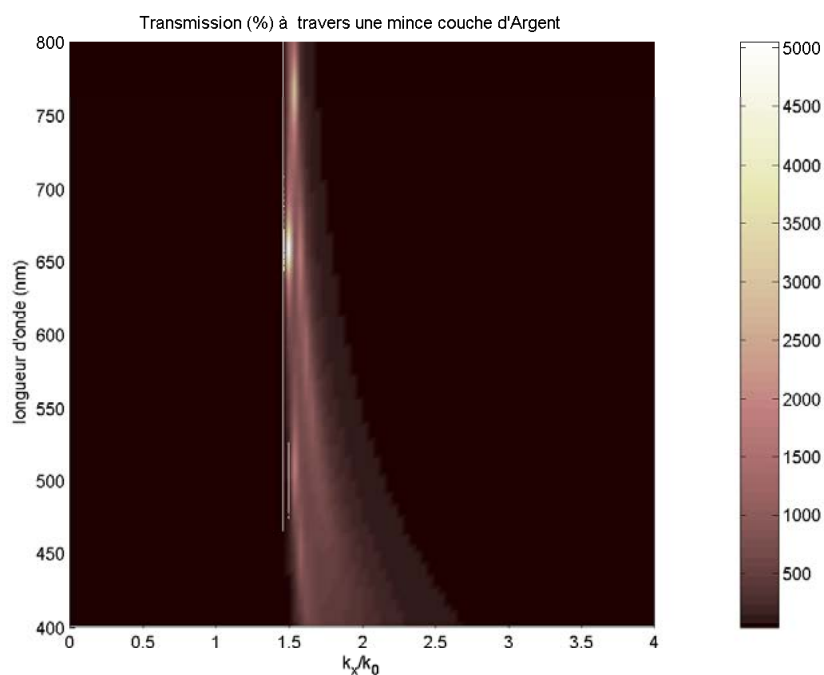


Fig. 4.14: Coefficient de transmission en amplitude (en pourcentage) d'une couche d'argent de 40nm encapsulée dans la silice (d'indice 1.45), en fonction de la longueur d'onde et de la composante k_x du vecteur d'onde. Les valeurs d'indice de l'argent sont issues de [94].

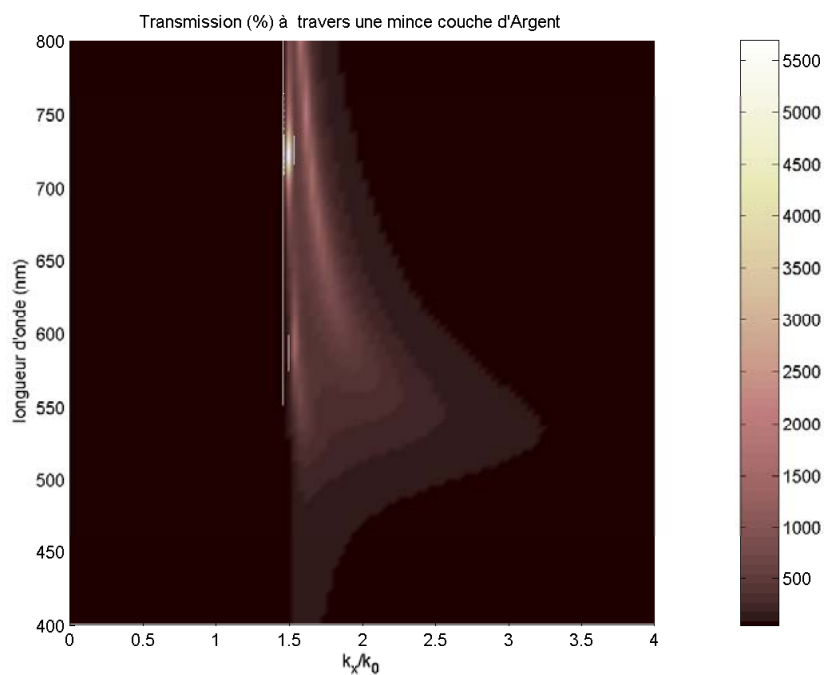


Fig. 4.15: Coefficient de transmission en amplitude (en pourcentage) d'une couche d'or de 40nm encapsulée dans la silice (d'indice 1.45), en fonction de la longueur d'onde et de la composante k_x du vecteur d'onde. Les valeurs d'indice de l'or sont issues de [94].

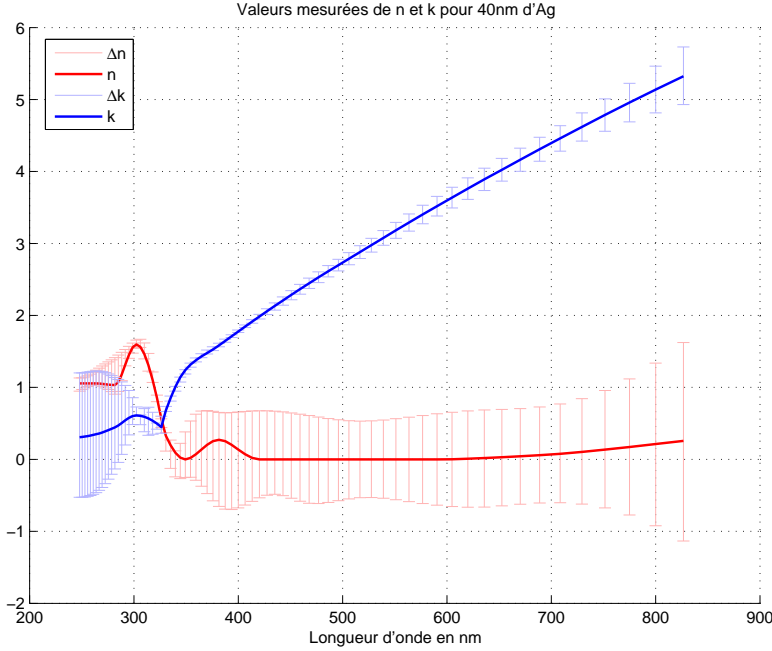


Fig. 4.16: Partie réelle (n) et complexe (k) de l'indice de réfraction mesuré par ellipsométrie sur une couche d'argent de 40nm. Les barres d'incertitude dues aux paramètres de mesure sont indiquées pour chaque longueur d'onde en teinte faible.

L'argent qui va servir à la fabrication de l'échantillon a été également déposé en couche plane de 40nm d'épaisseur, afin de mesurer son indice. Les mesures ont été effectuées par ellipsométrie [143, 151, 110] à angle variable, dans la gamme spectrale allant de l'ultraviolet (400nm) au proche infrarouge (1000nm) et ont abouti à une série de données qui diffère de celle donnée en référence [94].

En effet, le dépôt²¹ mesuré a été effectué dans les mêmes conditions que celles de l'échantillon final, notamment les durées passées à l'air avant l'encapsulation par la silice sont équivalentes. Cette durée est importante car elle influence le degré d'oxydation de l'argent, et donc l'altération de l'indice de réfraction. Cette couche peut servir d'étalon pour l'indice final du métal constituant le réseau, et sa mesure a été effectuée par un ellipsomètre²² livrant les propriétés du métal dans le visible.

Les premières mesures de l'argent (figure 4.16) ont révélé une incertitude très importante sur la partie réelle de l'indice dans toute la gamme du visible. On peut quasiment écrire $n \approx 0.0 \pm 0.5$. Cette valeur est importante et régit en grande partie la résonance des plasmons de surface. Pour une interface simple métal/diélectrique, la résonance est maximale lorsque $n^2 - k^2$ compense la constante diélectrique du milieu environnant $\epsilon_D = -(n^2 - k^2)$, mais aussi lorsque la partie imaginaire de ϵ_M est minimale : $2nk$, ce qui est le cas lorsque n est quasiment nul. C'est à cause

²¹Les dépôts en question ont été faits grâce aux moyens du Laboratoire de Nanotechnologie et d'Instrumentation Optique, de l'université de technologie de Troyes, où Sergeï Kostcheev et Gilles Léronel m'ont fortement assisté.

²²Ellipsomètre du DOPT (CEA) fonctionnant dans le visible et à angle variable. Les mesures et résolutions de propriétés optiques par ellipsométrie ont été effectuées par les moyens du DOPT (CEA), à l'aide de S. Garcia. Particulièrement, la méthode des "noeuds" développée au laboratoire par J. Hazart a été utilisée pour trouver la constante optique.

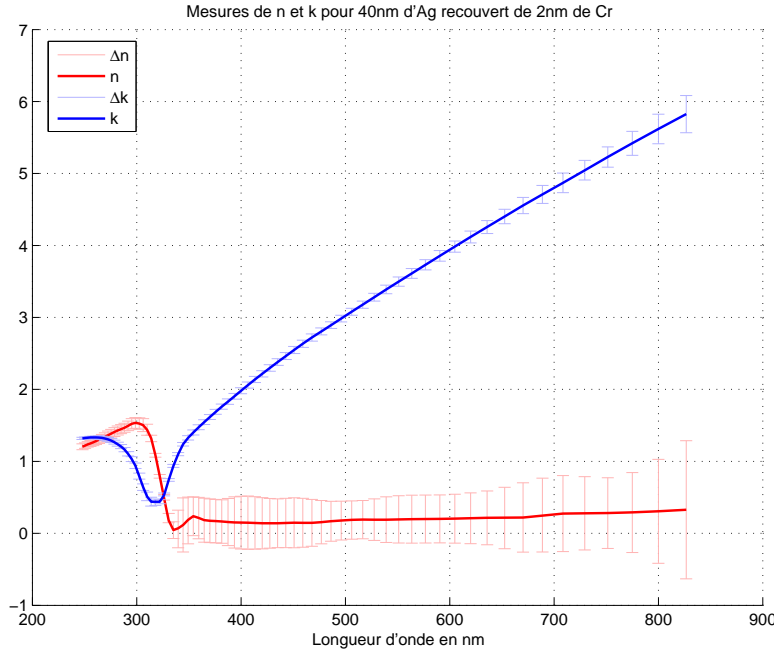


Fig. 4.17: Partie réelle (n) et complexe (k) de l'indice de réfraction mesuré par ellipsométrie sur une couche d'argent de 40nm, protégée par une couche de 2nm de Chrome. Les barres d'incertitude dues aux paramètres de mesure sont indiquées pour chaque longueur d'onde en teinte faible.

de ce critère que l'or, pourtant bien plus stable que l'argent, ne sera pas utilisé. En effet, le tableau 4.2 indique bien que dans le bleu (à 488nm plus précisément) l'or a une partie réelle de l'indice 3 à 5 fois plus élevée, et connaît donc des pertes par dissipation/absorption plus importantes. Ainsi entre différentes valeurs sensibles de n , le comportement des plasmons en terme de couplage varie. Il faut donc trouver un moyen de mesurer la même couche d'argent avec plus de précision. Sans approfondir [143, 151, 110] les méthodes de résolution des indices à partir des mesures ellipsométriques, il s'agit d'un problème inverse mal conditionné, à savoir que le nombre d'inconnues est supérieur au nombre de données indépendantes. On est tenté alors d'introduire une donnée supplémentaire "sûre", afin de resserrer la précision sur la solution au système d'équations. Par "sûre", on entend une donnée stable qui a déjà fait objet d'une mesure par ailleurs : une couche très mince (2nm) de chrome a été déposée pour couvrir l'argent. Le chrome est tellement réflecteur qu'une couche plus épaisse augmenterait l'incertitude sur l'indice de l'argent. De plus, le chrome est stable et ne s'oxyde pas, et l'argent conserve par conséquent ses propriétés de sortie de machine. Ainsi de nouvelles mesures, illustrées dans la figure 4.17, ont été faites, cette fois-ci plus précises concernant la détermination de l'épaisseur et de la valeur réelle de l'indice de réfraction.

Le tableau 4.1 récapitule les mesures effectuées sur d'autres épaisseurs (15nm et 200nm) d'argent protégé par 2nm de chrome. La mesure d'épaisseur des couches est plus précise pour les couches couvertes de chrome : on passe de 25% d'incertitude sur l'épaisseur lorsque l'argent est encapsulé par du verre à environ 6% pour un revêtement de chrome. Par ailleurs, le passage aux grandes épaisseurs (200nm) change la valeur de l'indice, qui s'approche de celui du massif (valeur indiquée sur la table 4.2), ce qui indique que l'onde envoyée par l'ellipsomètre à 488nm commence

Echantillon	Ag40	Cr2Ag40	Cr2Ag15	Cr2Ag200
Epaisseur du chrome e_{Cr} (nm)	0	2	2	2
e_{Ag} théorique (nm)	40	40	15	200
e_{Ag} mesuré (nm)	42 ± 10	41.5 ± 2.5	17.7 ± 2.7	170 ± 15
indice à 488nm	$0 + 2.63i$	$0.17 + 2.9i$	$0.37 + 2.8i$	$0.3 + 2.84i$

Tab. 4.1: Récapitulatif des mesures d'épaisseurs de la couche d'argent et de son indice optique complexe.

Echantillon	Ag	Ag	Au (Or)
type	couche mince	massif	massif
indice à 488nm	$0.17 + 2.9i$	$0.3 + 3.36i$ [94]	$1.15 + 1.86i$ [94]

Tab. 4.2: Comparatif entre l'indice de l'or massif et celui de l'argent massif à 488nm.

à “percevoir” un matériau tellement profond que la réflexion par l'interface inférieure est faible. L'onde réfléchie perd ainsi la notion d'épaisseur et l'indice tend vers celui du *bulk* (massif).

La mesure faite sur la couche d'argent de 15nm (quatrième colonne de la table 4.1) ne s'inscrit pas dans la tendance d'une évolution linéaire entre l'indice de la couche mince et celui du massif. En effet, des cartographies de relief faites par un microscope à force atomique (AFM, *atomic force microscope*) révèlent qu'en dessous d'une épaisseur critique d'argent (autour de 20nm) la couche déposée par pulvérisation n'est pas continue, mais présente des aggrégats formant des îlots aléatoirement répartis. Une transformée de Fourier de la fonction-relief prédit l'existence d'une distance moyenne bien prononcée entre les aggrégats, et une dispersion des tailles des îlots d'une dynamique importante. Ces nanoparticules d'argent influencent le processus de réflexion des ondes pendant la mesure. Malgré l'existence d'autres causes probables, telles que les conditions de dépôt et les contaminations environnementales, nous pensons que ces corrugations expliquent la difficulté à fixer la constante diélectrique d'un film mince d'argent en générant des mesures hétéroclites.

On observe sur la figure 4.17 page précédente, que l'allure des courbes $n(\lambda)$ et $k(\lambda)$ s'apparente à un pôle de Lorentz entre 300nm et 350nm, indiquant la présence d'une fréquence de résonance de l'argent dans l'ultraviolet profond.

4.3.3 Longueur d'onde de travail

Comme vu au paragraphe précédent, il faut privilégier la gamme de longueur d'onde bleue. Parmi les deux solutions qui s'offrent : une diode laser à 405nm²³ et un laser à ions Argon procurant, dont des raies puissantes à 488nm (la plus intéressante) et 514nm, et une plus faible

²³Les sources compactes émettant à des longueurs d'onde plus faible (ultraviolet et UV profond) ne sont pas disponibles sur le marché. Cependant quelques équipes de recherche [111, 112] ont trouvé de nouvelles structures à boîtes quantiques permettant d'émettre des raies de longueur d'onde comprise entre 244nm et 266nm, mais à de très faibles puissances (de l'ordre du μW). L'intérêt potentiel de telles sources compactes générant de l'UV est considérable, notamment pour des applications en biologie où de nombreuses molécules organiques absorbent dans cette gamme.

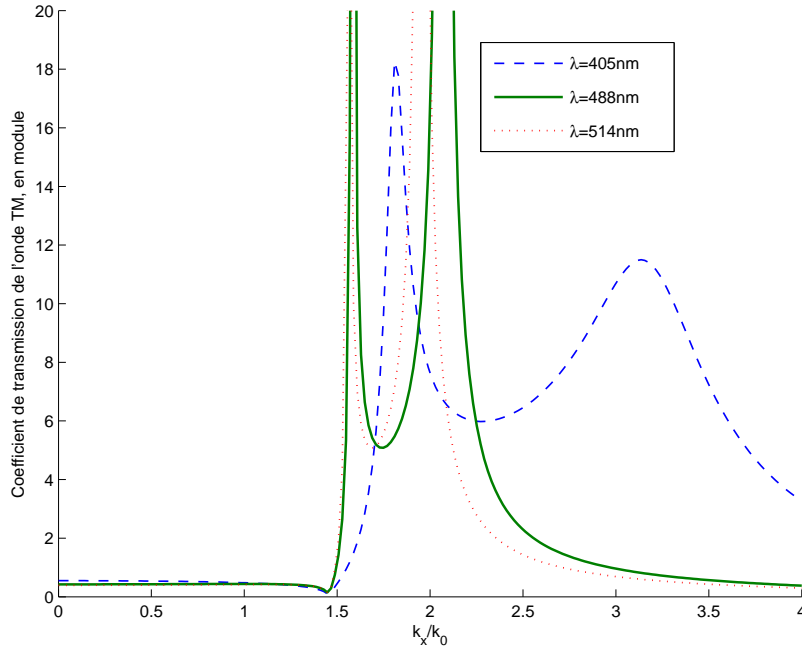


Fig. 4.18: Allure des résonances des plasmons à travers une couche mince d'argent (40nm) pour les longueurs d'onde de 405nm (bleu pointillé), 488nm (vert épais) et 514nm (rouge pointillé).

à 457nm. Une analyse comparative rapide permet de constater que la raie 405nm est optimale : la figure 4.18 compare les courbes de résonance pour les raies à 405nm, à 488nm et à 514nm. Les ondes incidentes simulent celles qui proviendraient d'une réflexion/émission d'objet/source très confiné. La résonance doit être la plus large possible afin de permettre le couplage d'un maximum de données sur la forme de l'objet, et la moins prononcée (la plus douce possible) pour que la transmission des fréquences spatiales soit équilibrée et la moins déformée possible. En se basant sur ces critères, la raie à 405nm permettrait la meilleure transmission, suivie de la 488nm et enfin de la 514nm (voir figure 4.18) : en effet les résonances ont deux pics dont la distance et la largeur dérivent vers les hautes fréquences au fur et à mesure que la longueur d'onde augmente.

Cependant, l'utilisation d'une telle longueur d'onde va impliquer une périodicité du réseau à fabriquer autour de $\lambda/2.5$ soit approximativement 160nm. Non seulement un tel pas de réseau est à la limite de la plus petite taille que la lithographie par faisceau d'électrons est capable de fabriquer, mais le contrôle sur l'épaisseur des traits du réseau devient quasi aléatoire et irrégulière à cette échelle. La qualité de la résine est aussi un facteur limitant pendant la phase de révélation. L'utilisation du laser à 488nm a finalement été considérée comme une solution envisageable, notamment parce que le but recherché à travers la réalisation expérimentale qui suit s'apparente plus à une preuve de fonctionnement qu'à une course à la détection de petits objets dans le visible.

4.3.4 Optimisation de la fonction de conversion

La longueur d'onde et l'indice du métal à utiliser étant établis, on peut procéder à l'optimisation des paramètres géométriques de la lentille diffractive afin qu'elle remplisse au mieux sa fonction de conversion. Pour cela, sont à prendre en compte la période du réseau p (l'espacement entre les lignes du réseau), le facteur de remplissage f du métal en pourcentage (l'épaisseur du trait ramenée à la période), et la hauteur (d) des traits de réseau. La longueur d'onde est fixée à 488nm. Optimiser le fonctionnement d'un composant en régime sub-longueur d'onde, impose en toute rigueur de tenir compte de l'ensemble des paramètres simultanément, mais cela nécessiterait un calcul lourd. Par conséquent il faut établir une hiérarchie parmi les paramètres pour lesquels on dispose d'une marge de contrôle pendant la fabrication : pour atteindre l'objectif fixé (paragraphe 4.3.1 page 99) la période du réseau doit être comprise entre $\lambda/2$ (244nm) et $\lambda/2.5$ (195nm) et constitue le facteur le plus important, une fois cet intervalle fixé, on explore en premier lieu l'effet du facteur de remplissage. Lorsque l'optimum est choisi, on utilise la hauteur des lignes pour faire un ajustement. Trois valeurs de la période seront comparées dans l'étude : 200nm, 220nm et 240nm, pour lesquelles certaines étapes de fabrication sont bien maîtrisées, comme le dosage de la résine et l'écart entre les lignes consécutives à insoler, et qui permettent d'obtenir des lignes régulières.

Influence du facteur de remplissage sur les résonances des plasmons Le facteur de remplissage permet de définir avec la période le profil suivant l'axe Ox de la fonction diélectrique. Il intervient par conséquent dans le poids des harmoniques de la décomposition du réseau en séries de Fourier convergentes. Cette pondération des composantes fréquentielles du réseau va s'ajouter, d'après la formule des réseaux (équation 4.1 page 87) à celle de l'onde plane incidente, et va déterminer la composante finale k'_x . La nature résonante du coefficient de transmission de l'ordre -1 indique que les valeurs de couplage varient abruptement avec le vecteur d'onde. La figure 4.19 illustre ce phénomène. Trois intervalles du facteur de remplissage sont prédisposés à une conversion efficace : autour des valeurs de 10%, 50% et de 85%. On notera, que pour les périodes de réseau de 220nm et 240nm, les résultats présentent les mêmes caractéristiques, à savoir les même intervalles optimaux pour la diffraction d'ordre -1.

Un réseau d'argent à taux de remplissage de 85% à 220nm de période laisse à peine 30nm d'espacement entre les lignes. Cette faible valeur est incompatible avec l'étape de révélation (*lift-off*) qui nécessite que les interlignes d'argent amenées à se désolidariser de l'échantillon soient suffisamment larges pour ne pas subir des effets de bord. De même, un taux de remplissage de 10% implique des lignes d'argent larges de 20nm et hautes de 40nm. Quelques essais prouvent la non-tenue des lignes. En effet, celles-ci s'effondrent sur les lignes voisines, provoquant de graves défauts d'irrégularités.

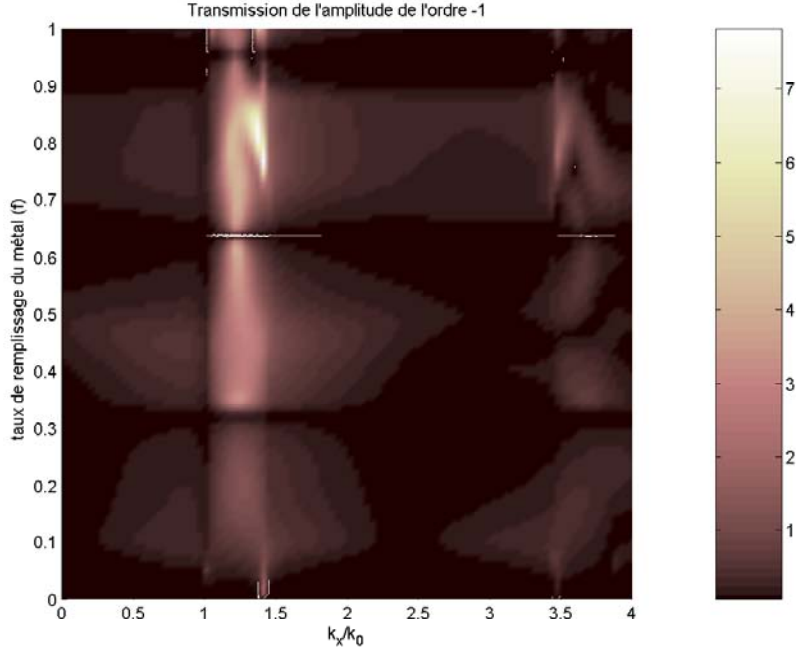


Fig. 4.19: Coefficient de transmission en amplitude pour l'ordre -1, en fonction du facteur de remplissage. Celui-ci varie de 0 (silice pure) à 1 (lame d'argent).

Influence de la hauteur des lignes sur le processus de diffraction La fonction de conversion, exprimée mathématiquement à travers le terme $t_{-1}(k_x + g)h_0(k_x + g)$ extrait de l'équation 4.9 page 97, montre que la transmission de l'ordre -1, illustrée dans le graphe de la figure 4.20, va extraire aux hautes fréquences une partie du spectre h_0 qui correspond au second pic situé à $k_x = 3.3k_0$. L'ensemble de cette radiation : $t_{-1}h_0$ est translatée d'un vecteur $-g$, et ce décalage équivalent de $2.44k_0$ ramène la radiation vers la région autour de $k_x = 0.86k_0$, ce qui correspond puisqu'on est en champ lointain, à un rayon incliné de 60° environ.

Mais cette portion du spectre qui est translatée de $-g$ sur l'axe des k_x va se superposer avec, d'une part, l'ordre 0 transmis par la lentille et, d'autre part le rayonnement polarisé TE (s) transmis par l'ordre -1. Le couplage du champ proche vers le champ lointain en mode TE fonctionne avec une efficacité quasi nulle (figure (a) 4.21). En effet le coefficient de transmission de l'ordre -1 en mode TE est plus faible d'un ordre de grandeur au moins qu'en mode TM. Donc, seules les composantes TM de l'éclairage vont participer à la diffraction négative. Cependant l'allure de l'amplitude de l'ordre -1 illustrée en figure (a) 4.21 soulève des questions : elle présente des pics résonants à des valeurs de $k_x/k_0 > 1.5$, donc dans le domaine du champ proche. De plus, lorsqu'on augmente le nombre d'harmoniques décrivant la structure de 26 à 80 termes, le calcul indique une persistance des pics, attestant qu'il ne s'agit pas d'une erreur numérique. En tout cas, si cette résonance correspond à l'apparition de *magnetons* de surface, ils ont un avantage certain par rapport aux plasmons et qui consiste en une nature continue de l'excitation. En effet, la comparaison avec la figure 4.20 montre qu'entre les deux pics d'excitation d'ondes de surface, les ondes *magnetons* se couplent continûment, alors que les plasmons sont faiblement excités par

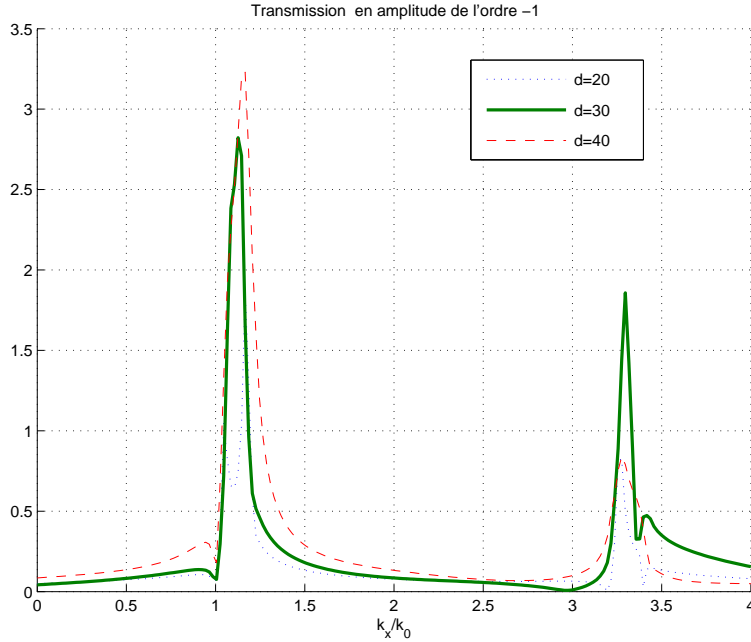


Fig. 4.20: Coefficient de transmission en amplitude pour l'ordre -1, pour un facteur de remplissage de 55% et une période de 220nm. Les différentes courbes correspondent à différentes épaisseurs de réseau, et permettent d'ajuster le pic qui se situe vers $k_x = 3.3k_0$ afin qu'il soit le plus large et le plus énergétique à la fois.

ces composantes intermédiaires.

La figure (b) 4.21 montre la contribution principale qui intervient au centre du spectre (en champ lointain) et qui va s'ajouter aux ondes récupérées par diffraction négative, à savoir les transmissions des modes TE et TM à travers l'ordre 0. Celle-ci est d'ordre comparable à l'amplitude des ondes diffractées par l'ordre -1 et qui viennent se superposer dans un intervalle autour de k_x/k_0 . Ces ondes d'ordre 0 ne contiennent pas d'information sur la taille de l'objet diffractant²⁴, car elles proviennent de l'ordre 0. Afin de favoriser l'entrée de l'information utile provenant de la diffraction négative, il serait convenable d'éclairer avec une amplitude faible, voire nulle, l'anneau de la pupille qui regroupe les composantes autour de $k_x = 0.86k_0$.

Cette étude a permis d'établir un cahier des charges suffisamment précis du composant, et surtout compatible avec les moyens de fabrication disponibles. La section qui suit traite de la mise en place d'un banc dédié au test d'une lentille à diffraction négative fabriquée par lithographie à faisceau d'électrons.

4.4 Preuve expérimentale

Le composant précédemment décrit, et dont les paramètres ont été optimisés, est une déclinaison unidimensionnelle du principe plus général de la lentille à diffraction négative. Son avantage est d'aboutir à une structure simple, qui se prête aux méthodes de fabrication de nano-objets. Les échantillons les plus réussis seront présentés et utilisés dans un montage de type tête de lecture de disque optique simplifiée.

²⁴Par exemple si elle sont détectées sur par la pupille d'un système de lecture de disque optique.

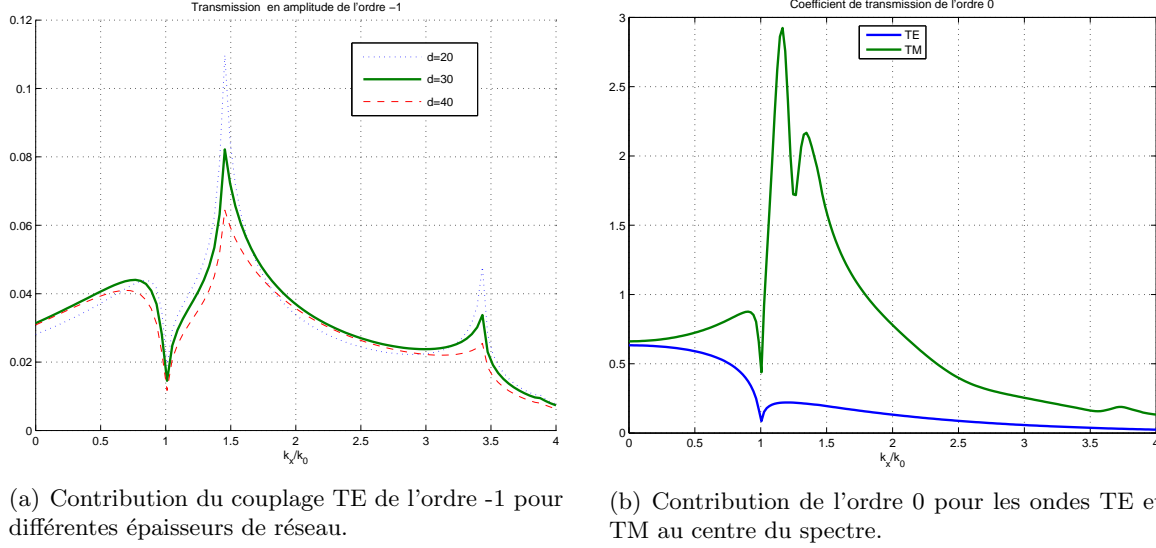


Fig. 4.21: Contribution des ondes TE au couplage du champ proche d'ordre -1 vers le centre du spectre, en (a). Plusieurs épaisseurs de réseau sont testées. En (b) est montrée la contribution de l'ordre 0 pour les radiations polarisées TM et TE.

4.4.1 Fabrication de l'échantillon

L'échantillon est composé de deux éléments : le réseau qui sert de lentille diffractive, et l'objet à observer. Ces deux éléments doivent être séparés d'une distance de type champ proche, c'est pourquoi ils seront fabriqués par superposition pour constituer un échantillon à deux étages, un étage contenant la lentille, et l'autre contenant l'objet à observer.

On dispose sur une lame classique de microscope (épaisse de 1mm) une couche de résine (PMMA) qu'on recouvre d'une fine couche d'aluminium. Une pointe métallique (en tungstène) soumise à une très forte différence de potentiel (de l'ordre de 30kV) génère un courant très faible (environ 10nA) et délivre ainsi un faisceau d'électrons. La focalisation de ce faisceau se fait à l'aide de lentilles magnétiques. En effet, des bobines dont le courant est réglable sont disposées dans les deux directions orthogonales au faisceau afin d'ajuster les distances focales dans les deux directions et permettre de minimiser les aberrations qui peuvent entacher la focalisation d'électrons. Une fois le courant stabilisé et qu'un flux constant d'électrons est généré par la pointe, la procédure d'insolation est amorcée, et fait décrire au spot électronique les lignes de réseau. Les parties insolées par le faisceau sont développées pour laisser des sillons là où la résine a été insolée, puis un dépôt d'argent vient occuper ces traits. Enfin, la dissolution du film de PMMA permet d'aboutir à un motif métallique déposé sur un substrat. Ces différentes étapes sont illustrées en figure 4.22.

Le réseau ainsi obtenu est recouvert d'une couche de silice de 30nm d'épaisseur qui sert à espacer le réseau d'une autre couche de matériau absorbant. Il s'agit d'un film mince de chrome (l'aluminium a aussi été utilisé), de 25nm d'épaisseur. Le chrome est choisi car il cumule plusieurs

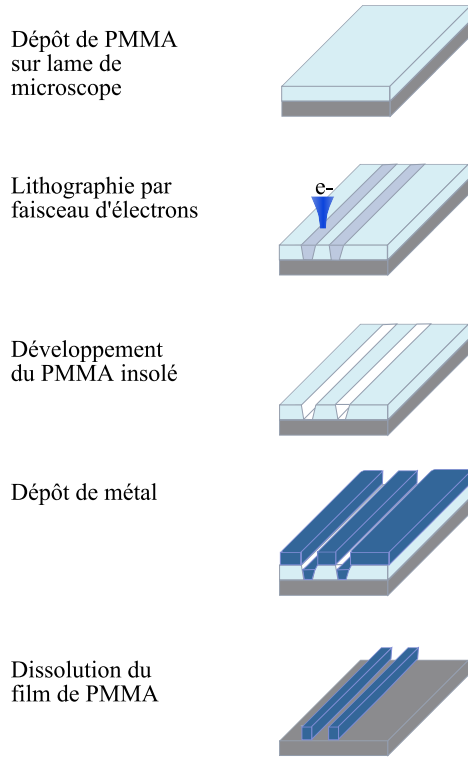


Fig. 4.22: Différentes étapes de lithographie permettant de structurer la surface avec des lignes d'argent.

avantages : avec son coefficient d'extinction élevé, $n_{Cr} = 3 + 4.78i$, il est prédisposé à jouer le rôle d'écran vis-à-vis de l'onde et à générer un objet nanométrique de bon contraste. De plus, le phénomène de transmission extraordinaire [118, 127, 35] qui pourrait survenir sur des ouvertures sub- λ et nuire à la fonction d'objet, a peu de chances de se produire sur ce type de métaux à cause, justement, de l'indice. La participation des ondes de surface, que leur rôle soit positif ou négatif [22, 101] est dans tous les cas, amoindrie par les pertes dissipatives : les ondes à l'interface sont atténuées selon la partie imaginaire de la constante du métal, qui vaut ici $\Im(\epsilon_{Cr}) = 28.66$ et induit des longueurs de propagations quasi nulles. Par ailleurs, le chrome est stable, et peut servir de couche protectrice de l'échantillon face à l'air sans subir de modifications d'états notables.

On pratique à l'aide d'un faisceau d'ions focalisé (*focused ion beam*, FIB) deux traits (longs de $1\mu\text{m}$ le long des lignes de réseaux, et larges de 60nm) sur la couche protectrice en chrome. L'objet qui sert à l'observation est typique pour le test de la résolution : deux traits larges de la résolution qu'on veut tester (ici 60nm) et séparés par une distance double : 120nm (cette distance est prise centre-à-centre des traits).

4.4.2 Banc expérimental

Le banc expérimental qui sert à observer l'échantillon décrit précédemment, est la simplification d'une tête de lecture optique. Un faisceau à 488nm est collimaté en sortie du laser à ions argon et possède le profil gaussien du mode TE_{00} . Il passe à travers certains éléments polarisants, à savoir,

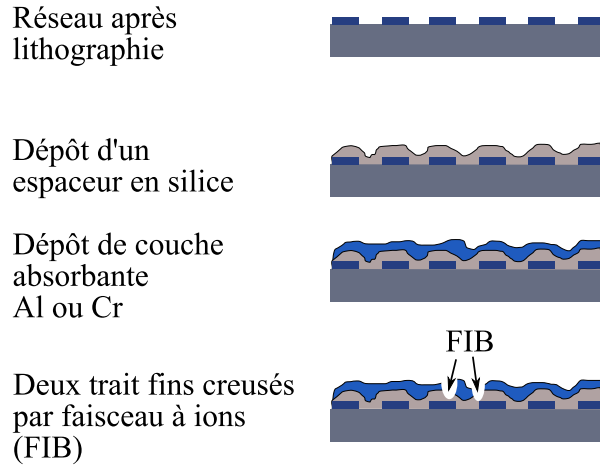


Fig. 4.23: Différentes étapes permettant de superposer au réseau un film de chrome contenant la structure de l'objet. Le réseau est séparé de la couche de chrome par une couche séparatrice de silice.

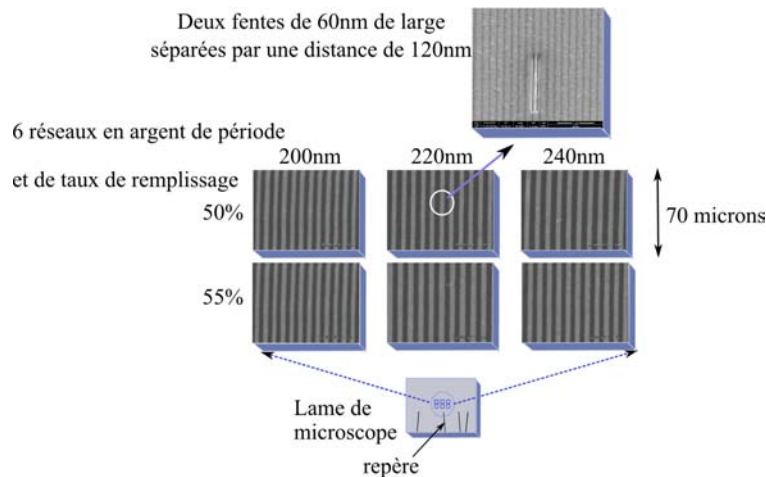


Fig. 4.24: Structure finale de l'échantillon composé de six réseaux de pas 200nm, 220nm et 240nm. Pour chaque période, deux taux de remplissage différents ont été réussis, un taux à 50% et à 55% d'argent. L'objet qui sert à l'observation consiste en deux fentes rectilignes parallèles aux lignes du réseau. Pour une onde plane TM incidente sur l'objet, la composante du champ magnétique est comprise dans le plan orthogonal aux lignes.

dans l'ordre : un polariseur qui sert à fixer la linéarité de l'état de polarisation, une lame $\lambda/2$ (à 488nm) pouvant tourner la polarisation issue du polariseur, et enfin éventuellement une lame quart d'onde, qui permettrait de se placer dans le cas du disque optique et d'attaquer l'échantillon avec une polarisation circulaire, ou elliptique selon la position de la lame demi-onde. Ce faisceau contrôlé uniformément en polarisation est focalisé à travers un objectif de microscope d'ouverture numérique $ON=0.5$. Il permet de focaliser le spot lumineux sur l'échantillon, et plus précisément sur les deux fentes faites dans le chrome. La position de l'échantillon est critique : latéralement le spot fait environ $1\mu m$ de diamètre lorsque l'alignement de l'objectif est au mieux²⁵, et doit être centré sur la double-fente qui est visible uniquement sur la longueur. Celle-ci fait la taille du spot. La difficulté majeure du réglage provient du fait qu'il faut être sûr d'observer une grande partie partie, voire la totalité de la double fente pour pouvoir positionner la partie la plus intense du foyer, au centre, et non sur les bords.²⁶ La lumière ainsi focalisée sur les nano-fentes, diffracte à travers les fentes dans un premier temps, puis par le réseau. La lumière transmise est analysée à travers une lentille de Fourier. Cette lentille, dont l'échantillon est dans son plan de mise au point, est équipée avec une caméra CCD qui délivre directement un signal bidimensionnel.

La lentille de Fourier, comme son nom l'indique permet de passer du champ dans l'espace réel $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ au champ dans l'espace réciproque $\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{k}, t)$, où les champs \mathbf{E} et $\tilde{\mathbf{E}}$ sont²⁷ liés par une transformée de Fourier[42]. Cette lentille perçoit les rayons lumineux inclinés par rapport à son axe jusqu'à une ouverture numérique de 0.9, et distribue leurs intensités sur une carte polaire en θ (angle radial) et ϕ (angle azimuthal). A une position quelconque sur le plan de Fourier (θ, ϕ) correspond un point unique de coordonnées (k_x, k_y) vérifiant la relation suivante :

$$\begin{cases} \phi = \arctan(k_y/k_x) \\ \theta = \arcsin(\frac{\sqrt{k_x^2 + k_y^2}}{k_0}) \end{cases} \quad \text{qui sont les relations de passage des coordonnées polaires en coordonnées}$$

cartésiennes, schématisée dans la figure 4.26. En chaque point de cette pupille (k_x, k_y) sont sommées les contributions de l'ensemble des ondes planes ayant ces mêmes composantes de vecteur d'onde. On observe ainsi directement le spectre en ondes planes de l'intensité diffractée à travers l'échantillon, soit approximativement la transformée de Fourier de l'image obtenue si on focalisait de nouveau l'intensité transmise.

²⁵Aligner l'objectif par rapport au faisceau permet de réduire les aberrations dues au décentrement. Lorsque celles-ci sont minimales, le spot au foyer acquiert une forme plus circulaire, plus confinée et l'intensité au centre est forte. On peut jouer sur la saturation de l'image de retour sur la caméra pour un réglage critique.

²⁶A ce titre, il aurait fallu bénéficier d'un réglage plus fin que le réglage micrométrique disponible. Par exemple une platine de pas 10 ou 20nm aurait été idéale.

²⁷Par abus de notation, ces deux quantités ont le même symbole \mathbf{E} , seule la première variable les distingue l'une de l'autre.

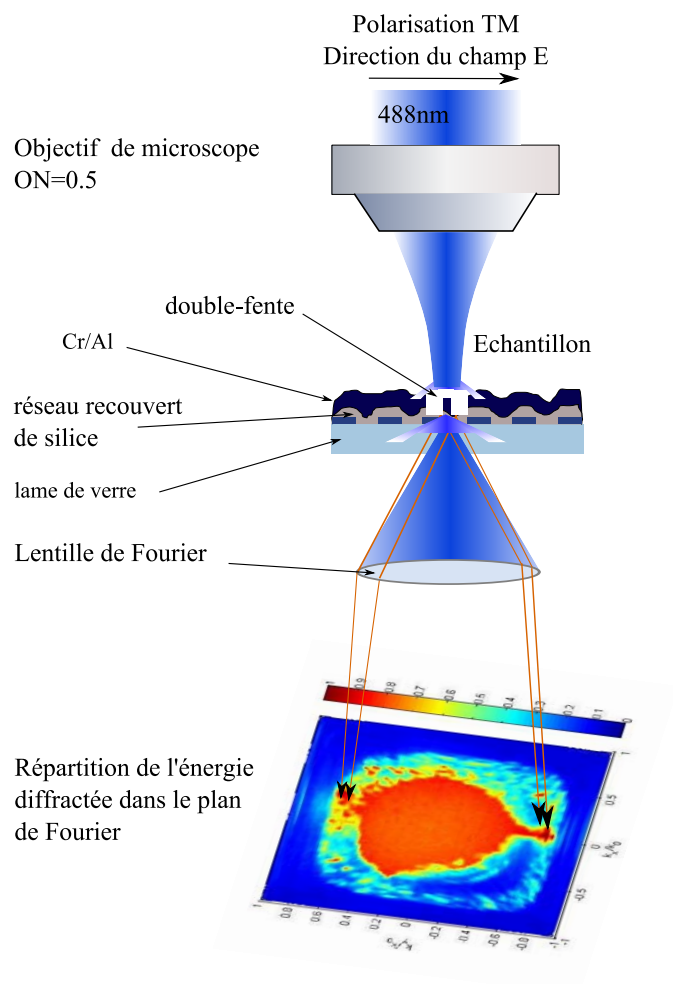


Fig. 4.25: Schéma du montage optique dédié à l'observation de l'échantillon. Un objectif de microscope focalise avec une $ON=0.5$ un faisceau polarisé à 488nm, au centre de la double fente. La diffraction à travers le réseau d'argent est collectée par une lentille de Fourier.

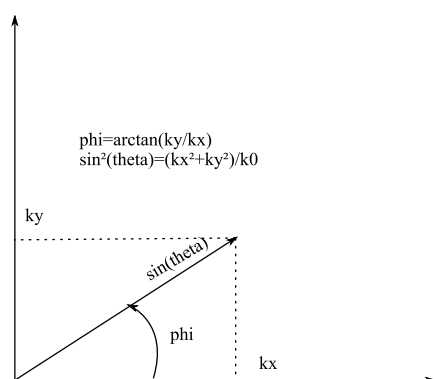


Fig. 4.26: Illustration de la transformation non-linéaire d'un point (θ, ϕ) de l'espace polaire de la pupille aux composantes (k_x, k_y) l'onde plane que ce point représente

4.4.3 Résultats et interprétation

Les résultats rassemblés dans ce paragraphe concernent les réseaux de la rangée du milieu de l'échantillon (voir figure 4.24), ce sont les seuls pour lesquels des résultats ont été observés²⁸. Leur période est de 220nm. On procèdera d'abord par l'observation de la diffraction du faisceau sur le réseau seul, puis l'influence de la présence de fentes diffractantes sera considérée. Le fonctionnement particulier du réseau ainsi activé par la présence de l'objet, le résultat sur la figure de diffraction sera prédit selon la polarisation. Ces résultats qui découlent du modèle bi-dimensionnel seront confrontés aux mesures obtenues grâce au montage expérimental. Enfin, l'introduction de signal sur le contour des lobes de diffraction sera commentée.

Diffraction du faisceau sur le réseau en l'absence d'objet Lorsque le faisceau focalisé d'ouverture numérique de 0.5 traverse un réseau de période $\lambda/2.2$, la diffraction des premiers ordres (± 1) est déjà hors de la pupille du détecteur : comme traité dans l'approche scalaire 4.2.1 page 88, le vecteur d'onde du réseau $g = 2.2k_0$ génère des ordres dans le domaine du champ proche. Ainsi, les lobes (± 1)²⁹ sont évanescents, et seul l'ordre central est observable dans la pupille. Le faisceau est polarisé linéairement, et le champ électrique est suivant Oy , il suit par conséquent la direction verticale de la figure 4.27, alors que les lignes du réseau suivent la direction horizontale, soit l'axe Ox sur le plan de la pupille.

Le lobe d'ordre zero de la figure 4.27 devrait être un disque centré en $(k_x = 0, k_y = 0)$ et de rayon égal à 0.5. Cependant, outre les irrégularités dues à l'impureté du faisceau, on remarque une extension de la pupille dans la direction Oy de la polarisation qui se traduit par une traînée de faible intensité au-delà d'un rayon de 0.5 d'ouverture numérique ($\sqrt{k_x^2 + k_y^2}/k_0 \simeq 0.5$). On observe un halo semblable tout autour, mais de plus faible extension dans la direction orthogonale à l'axe TM (Oy).

Cette forme du lobe central est à lier aux coefficients de transmission TE et TM du réseau d'argent pour l'ordre 0. En effet la figure 4.21, montre que l'amplitude suivant l'axe TE (Ox) est apodisée par un facteur décroissant jusqu'en bord de pupille (ON=0.9). Alors que le facteur qui affecte les composantes TM, majoritaires sur l'axe Oy est plus accentué, et explique l'étendue des traînées d'intensité dans cette direction. Par ailleurs, comme il sera repris dans la suite, ces rebonds, bien que faibles, vont suivre le sens de la polarisation lorsque celle-ci sera tournée.

Perturbation apportée par la présence des fentes Ce premier résultat sert de référence, car l'influence du réseau sub- λ est à la fois minime et visible. En effet lorsque le faisceau est centré

²⁸L'imprécision des platines micrométriques, ajoutée à l'instabilité du banc haut de plus de 50cm, ont rendu l'observation des résultats ardue. Le temps d'intégration de la caméra qui équipe la lentille de Fourier étant de l'ordre de 200ms à 1s, les vibrations du porte-échantillons pouvaient facilement entacher la carte d'intensité par un effet de flou. Ceci amenait à ajouter le laps de temps jusqu'à la fin de vibration du montage, au temps nécessaire entre deux mesures consécutives.

²⁹Correspondant aux ordres de diffraction (± 1).

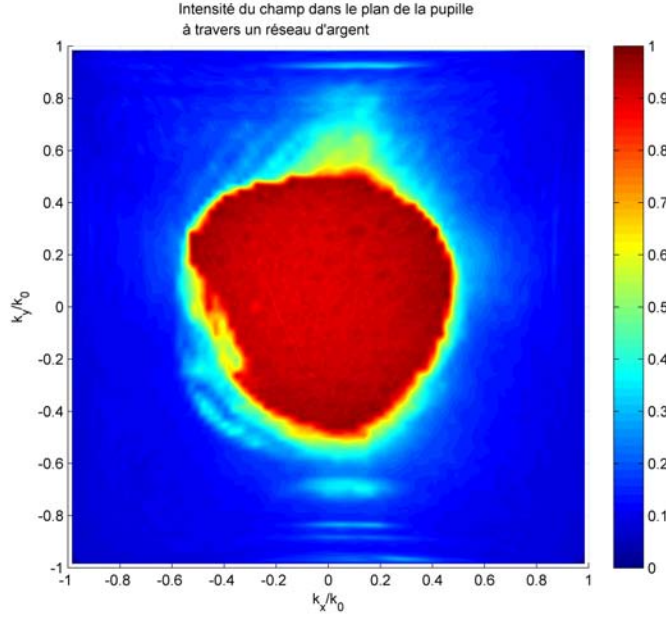


Fig. 4.27: Allure du lobe de diffraction issu du faisceau focalisé polarisé dans la direction Oy et directement transmis par l'ordre 0. L'ouverture numérique du faisceau incident est de 0.5.

sur les deux fentes, la diffraction provoque l'apparition d'un spectre angulaire large, et les fentes sont suffisamment fines pour que l'étendue du spectre angulaire déborde du champ lointain pour remplir une partie du champ proche. La présence des ondes évanescentes générées par l'objet permet d'activer le fonctionnement du réseau sub- λ , notamment la diffraction des ordres ± 1 . On va d'abord analyser ces différents éléments avant d'observer le résultat sur l'intensité.

La figure 4.28 montre le spectre angulaire généré par l'objet, ainsi que les rebonds situés en champ proche. Les ordres ± 1 se superposent justement à ces parties des lobes, et la capture du spectre angulaire de l'objet qui s'ensuit est pondérée par la valeur du coefficient. On note ces parties capturées $t_{-1}h_0$ pour l'ordre -1 et t_1h_0 pour l'ordre +1. Ces deux quantités seront translatées respectivement de $-g$ et de $+g$, avec $g = 2.2k_0$. Ainsi on peut prévoir que l'information du spectre angulaire de l'objet visible sur la figure 4.28 située dans les intervalles $[1.6; 2.2]k_0$ et $[2.8; 3.4]k_0$, représentée par les deux rebonds principaux de l'objet en champ proche, va être convertie par la diffraction négative. Plus précisément, elle sera localisée après la traversée du réseau dans les intervalles $[-0.6; 0]k_0$ et $[0.6; 1.2]k_0$. Le centre du spectre où se trouve décalée la première partie de l'information se superpose pleinement avec le faisceau incident $[-0.5; 0.5]k_0$ qui est intense et risque de dominer toute autre information. Ceci n'est pas le cas pour la seconde partie de l'information, finalement décalée en bord de pupille $[0.6; 1.2]k_0$. C'est en réalité la raison pour laquelle l'ON incidente a été intentionnellement limitée à 0.5.

Prédiction théorique Le but de ce composant à super-résolution est finalement de permettre l'observation de second rebond, contenant de l'information originellement située en champ proche, et qu'on n'aurait pas pu capturer par une lentille usuelle car l'information en question est portée

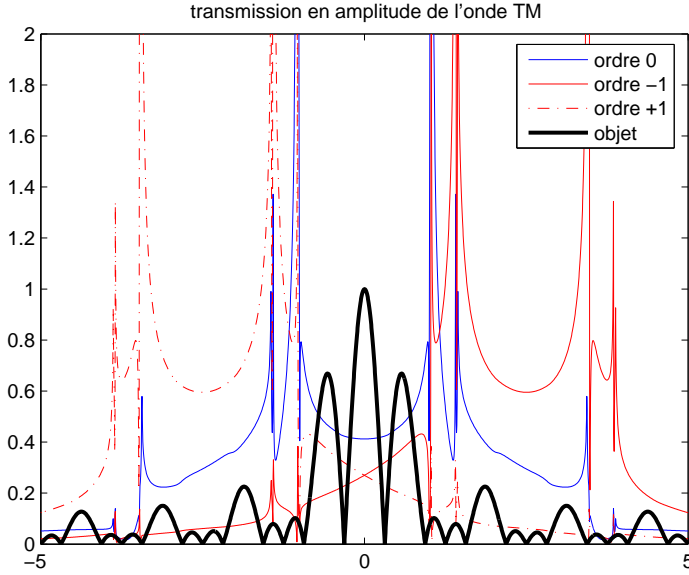


Fig. 4.28: Spectre angulaire généré par les deux fentes de 60nm de large (espacées de 120nm) creusées à travers le chrome (noir gras). En trait bleu fin, la transmission globale (champ proche et champ lointain du réseau) de l'ordre 0 du réseau. Les ordres +1 (en rouge plein) et -1 (pointillés rouges).

par une radiation évanescente. La particularité est que cette information n'est portée que par la composante TM locale de l'onde diffractée par l'objet.

C'est la raison pour laquelle la direction de la polarisation du champ électrique est ajustée de manière à être orthogonale au sens des fentes (cette configuration est appelée 100% TM). Alors on peut espérer qu'une partie importante du champ évanescent diffracté est en polarisation TM. Cette supposition sera faite, car les états de polarisation du champ diffracté par deux ouvertures dans le chrome seules dans l'espace auraient nécessité une étude à part entière, et un traitement tridimensionnel aurait été nécessaire à cause de l'étendue longitudinale finie des fentes (longueur = $1\mu\text{m}$). Ainsi, le spectre angulaire TM peut activer la diffraction négative du réseau. On recombine alors ces champs diffractés dans le plan de la pupille en utilisant la formule 4.9 page 97, pour obtenir la champ total, qui peut être comparé aux mesures expérimentales à condition de prendre l'intensité. Dans la figure 4.4.3 qui montre le spectre angulaire reconstruit, on reconnaît bien le lobe central du spectre angulaire généré par les nano-fentes (voir figure 4.28) ainsi que les deux lobes adjacents. C'est ce qu'on retrouve quand le champ est reconstitué (figure 4.4.3) en amplitude et en intensité (pointillés). Le spectre de l'objet explique l'intensité dans l'intervalle $[-0.7; 0.7]k_0$, et on observe un pic d'intensité (et d'amplitude) dans le domaine $[-0.8; -0.75]k_0 \cup [0.75; 0.8]k_0$. En effet, cette partie du spectre très intense est centrée originellement dans $[0.75; 0.8]k_0 + 2.2k_0$ soit l'intervalle $[2.95; 3]k_0$, à savoir la deuxième partie de l'information qu'on désirait récupérer depuis le domaine du champ proche.

Cependant la figure (4.4.3) du champ reconstitué considère les nano-fentes comme seules émettrices de lumière, à savoir que le chrome joue un rôle d'écran total, en ne laissant passer la lumière que par les ouvertures géométriques. Ce modèle a servi à l'analyse du spectre angulaire de l'objet,

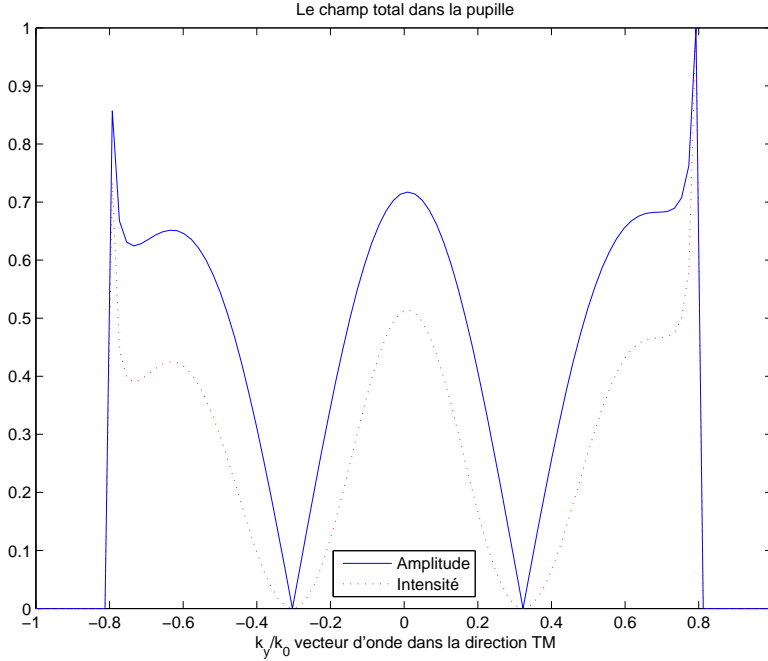


Fig. 4.29: Spectre angulaire reconstitué après diffraction par le réseau d'argent.

mais manque de réalisme. En effet, il faudrait en toute rigueur ajouter le champ qui est transmis par la couche de 25nm de chrome. Ce champ, est très peu ample comparé au champ incident, car le chrome est très réflecteur, mais c'est à la quantité de lumière qui diffracte à travers les nano-ouvertures (et porte réellement l'information) qu'il doit être comparé. En effet, un calcul rigoureux s'imposerait, et ferait appel au modèle de H.A. Bethe[16] pour évaluer la quantité d'énergie qui passerait à travers la structure nanométrique. On supposera, car le calcul n'a pas été fait, que le champ directement transmis à travers le chrome est prépondérant. Ceci a été observé expérimentalement lorsque le spot est décalé par rapport aux deux ouvertures. C'est pourquoi on ajoute au modèle précédent une partie du champ incident au champ diffracté, altérant ainsi le spectre-objet qu'on avait analysé auparavant. Le profil gaussien du faisceau incident est donc superposé avec un coefficient d'une ordre de grandeur supérieur au maximum du champ diffracté par les fentes. La reconstruction du spectre, cette fois plus réaliste est montré en figure 4.4.3.

Lorsque la reconstitution du spectre angulaire est effectuée sur la composante TE (voir figure 4.4.3) l'information champ lointain disparaît. Donc, d'après le montage expérimental, l'intensité mesurée sur la pupille dans l'axe TE (Ox) présente une allure normale, ne contenant pas la signature du passage à travers les ouvertures nanométriques. Ainsi, la courbe d'intensité décrite dans la figure doit correspondre à la coupe suivant Ox de la carte 2D d'intensité capturée par la CCD.

Confrontation aux mesures La mesure du spectre angulaire en intensité, avec un faisceau dont le champ électrique est dans le plan orthogonal aux lignes des fentes (configuration 100% TM) révèle, d'après la figure 4.32 deux régions de forte intensité situées quasiment sur l'axe

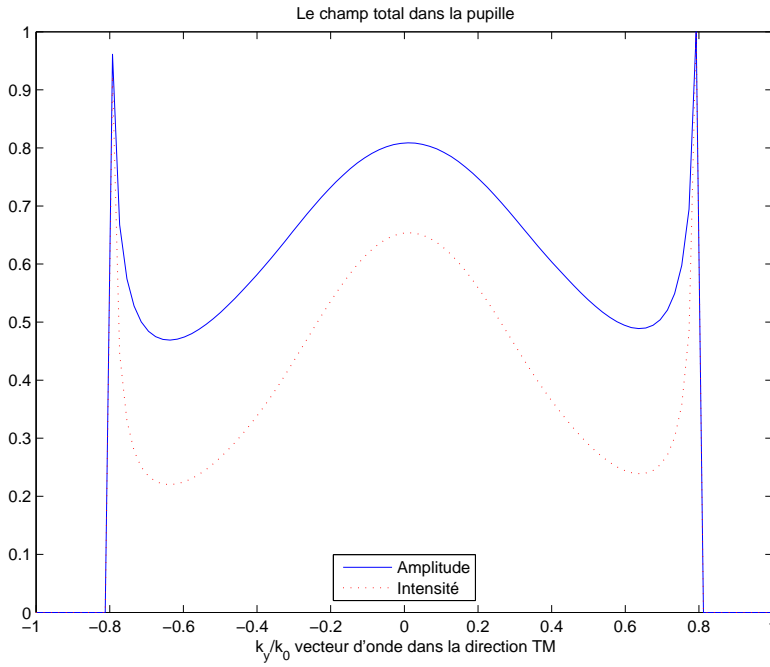


Fig. 4.30: Spectre angulaire reconstitué après diffraction de l'onde TM par le réseau d'argent, en tenant compte du champ transmis par la couche de chrome qui ne joue pas le rôle d'écran total. Les pointillés rouges indiquent l'allure de l'intensité.

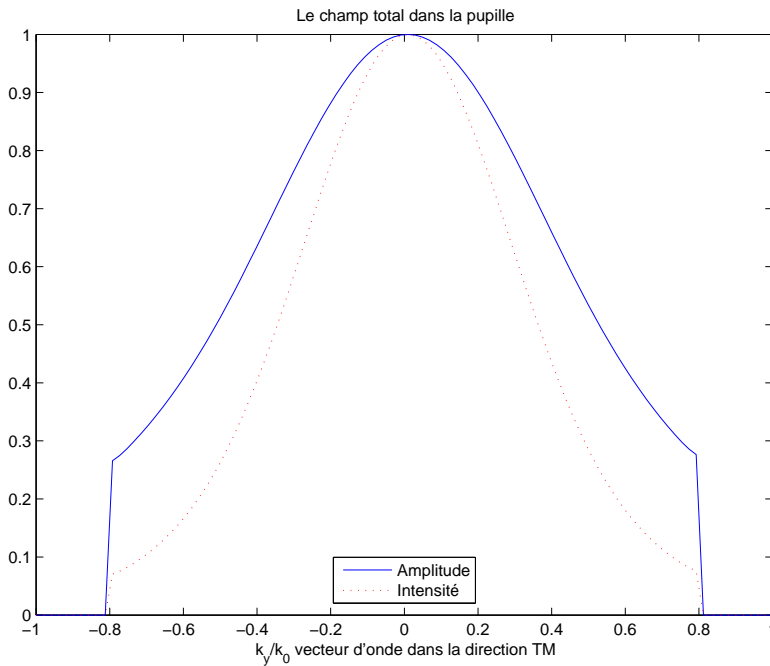


Fig. 4.31: Spectre angulaire reconstitué après diffraction de l'onde TE par le réseau d'argent, en tenant compte du champ transmis par la couche de chrome qui ne joue pas le rôle d'écran total. Les pointillés rouges indiquent l'allure de l'intensité.

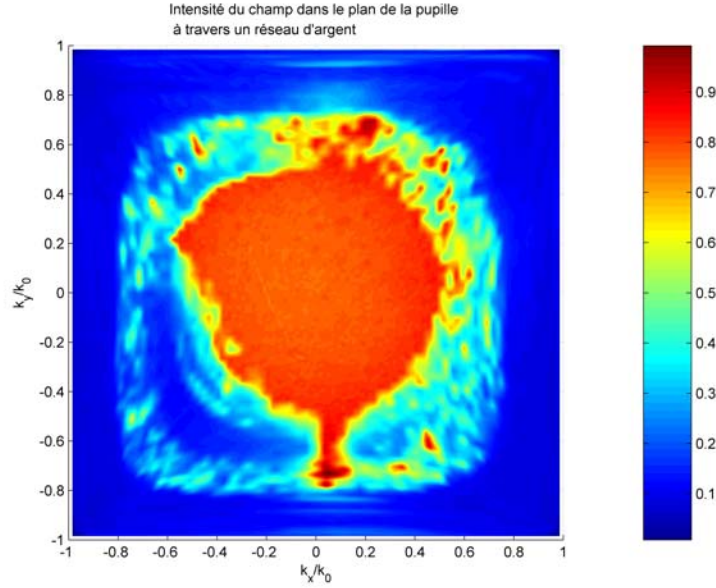


Fig. 4.32: Cartographie récupérée par la caméra CCD placée sur la pupille de l'optique de collection. L'axe Ox est gradué en unités de k_0 et correspond à la composante TE du signal. L'axe Oy est aussi l'axe de la composante TM.

Oy . Leurs centres sont respectivement aux points de coordonnées de pupille $L_1(0.25k_0; 0.65k_0)$ et $L_2(0.05k_0; -0.7k_0)$. Théoriquement, d'après la coupe, l'apparition de ces deux points était attendue vers $\pm 0.7 - 0.8k_0$. En effet, une analyse de symétrie sur la mesure 4.32 révèle une distorsion de la répartition de l'intensité vers les k_x et k_y positifs (haut droit), responsable d'un creux d'intensité vers le point de coordonnées $(-0.5k_0; -0.5k_0)$.

En se basant sur les prédictions théoriques des coupes TE et TM (figures 4.4.3 et 4.31), il existe un anneau autour du lobe central, d'extension radiale $0.7 - 0.8k_0$, contenant l'information relative à la présence d'un spectre angulaire de l'objet dans la zone $I = [2.9k_0; 3k_0]$. Celui-ci n'est révélé que si ce spectre angulaire est porté (du moins partiellement) par une onde polarisée TM. Les ondes qui portent la gamme fréquentielle de l'intervalle I sont visibles uniquement si la direction suivant laquelle se trouve ces fréquences spatiales coïncide avec une composante TM du champ.

En effet, ceci peut se vérifier sur le montage en tournant par exemple la direction du champ électrique. Désormais ce vecteur n'est plus dans le plan orthogonale aux fentes, mais forme un certain angle θ . Des mesures ont été relevées pour $\theta = 10^\circ$ et 30° , deux configurations qui sont respectivement à 97% TM et à 75% TM pour l'objet.

Origine du bruit sur le contour Lorsque la polarisation est ainsi déviée de sa position optimale pour détecter les fentes, deux mécanismes se produisent en parallèle. D'une part la composante encore adéquate révèle toujours la présence de l'objet, même si le poids de cette information sur l'intensité globale est moindre, d'autre part, l'autre composante (déviée) se couple naturellement avec les fréquences spatiales présentes dans le plan de l'objet, et suivant sa direction. Hors la direction des fentes, c'est la rugosité de la couche de chrome qui est l'information dominante dans

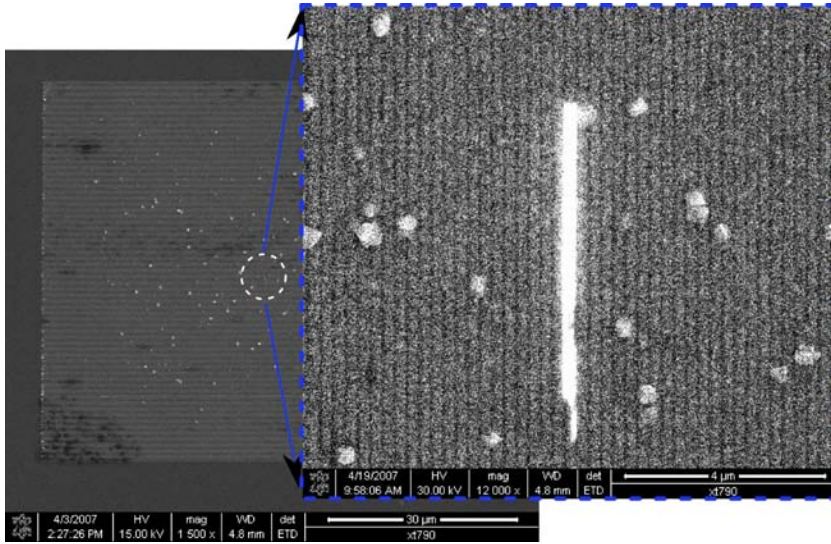


Fig. 4.33: Une contamination globale du réseau sur la couche de chrome, en image d'arrière-fond. Le zoom révèle les rugosités autour de la double fente, ici saturée en luminosité. Ces particules ont des tailles voisines de l'épaisseur des lignes, soit entre 100nm et 150nm. Cette contamination s'est densifiée avec le temps de manipulation de l'échantillon.

le plan objet. En effet, bien que couches minces de chrome soient habituellement relativement propres, celle-ci a imprimé la rugosité de la couche d'espacement avec le réseau, et comme l'illustre la figure 4.33, des particules de petite taille (100nm) viennent clairsemer la surface de chrome, et polluer de plus en plus l'échantillon au fur et à mesure que celui-ci est manipulé.

Ainsi, dans la zone où le spot est intense, il existe des fréquences spatiales élevées et aléatoirement réparties, ayant une gamme de fréquences spatiales plus étendue que l'intervalle I , propre à l'objet. L'impact des rugosités sur le signal mesuré prend de l'importance à partir du moment où le champ électrique est diffracté par autre chose que la forme bien prononcée des nano ouvertures. Ainsi, au fur et à mesure que la polarisation tourne (figures 4.34 et 4.35) l'anneau d'extension radiale $0.7 - 0.8k_0$ se remplit d'intensité, aléatoirement, mais de manière continue. En effet le passage entre les figures 4.34 et 4.35 (voire la zone détournée) est progressif : les taches intenses existantes sur la carte d'intensité de la configuration 97%TM sont *complétées* sur la carte relative à la configuration 75%TM. Ce détail est important, car il est la signature que l'information existe et est renforcée aux dépends de celle de l'objet. La rugosité est aléatoire mais stable dans le temps d'une mesure, donc le passage de la répartition d'intensité relative au nano-objet à celle des nano-particules est une transition douce, où chaque point d'information de la pupille prend de l'ampleur jusqu'à couvrir l'anneau.

Ainsi nous avons montré dans une certaine mesure, qu'il était possible de transférer une information relative à des détails sub-longueur d'onde vers des ondes propagatives, et la rendre observable par des instruments de l'optique classique (optique du champ lointain). L'information observée sur l'anneau externe, même si elle concerne une gamme fréquentielle réduite, peut être exploitée pour reconstituer la rugosité dont elle est conséquence. En effet, il suffit de replacer cette information sur un anneau de rayon $0.75k_0 + 2.2k_0$ et de procéder à une transformée de Fourier inverse.

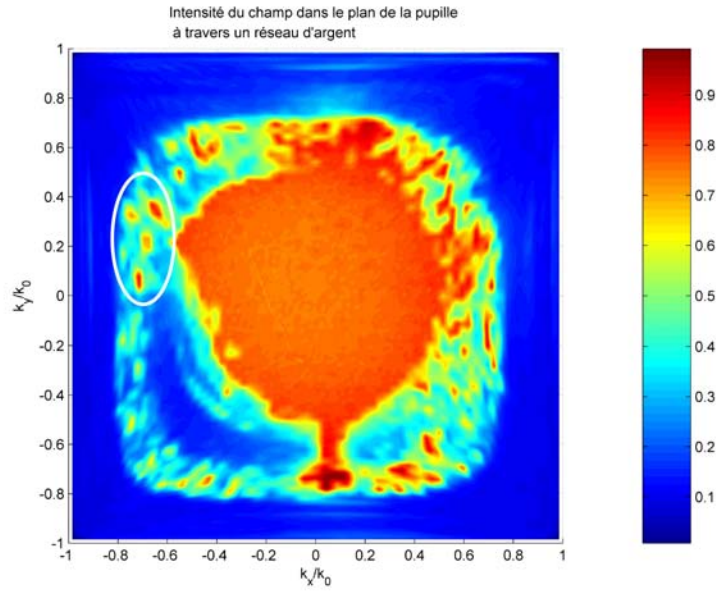


Fig. 4.34: Cartographie récupérée par la caméra CCD placée sur la pupille de l'optique de collection. La direction du champ électrique incident est inclinée de 10° Oy . La composante TM qui diffracte sur les fentes représente 97% de l'énergie diffractée.

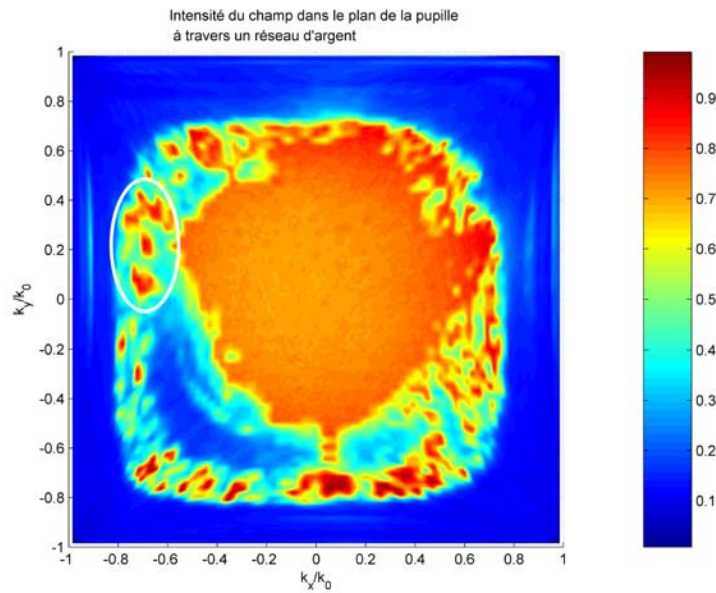


Fig. 4.35: Cartographie récupérée par la caméra CCD placée sur la pupille de l'optique de collection. La direction du champ électrique incident est inclinée de 30° Oy . La composante TM qui diffracte sur les fentes représente 75% de l'énergie diffractée.

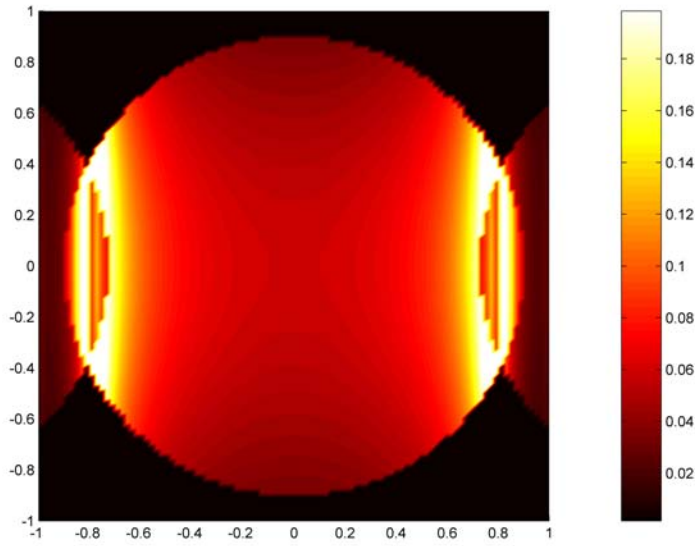


Fig. 4.36: Distribution d'intensité dans le plan de la pupille d'un système à fréquence de coupure égale à $1.8k_0$, focalisant le faisceau sur un objet de période 120nm (fréquence $4.1k_0$), à travers une lentille diffractive.

4.4.4 Application à l'enregistrement optique

Fort de ce résultat concernant la conversion du champ proche vers le champ lointain, il est désormais possible d'envisager un système optique basé sur ce même principe. Pour cela, on reprend le modèle scalaire qui décrit un réseau de diffraction idéal (voir section 4.2.1), qu'on complète par les propriétés observées du réseau de diffraction réel. En effet, la concordance observée entre les prédictions théoriques de la lentille diffractive et la figure de diffraction observée, permettent d'appliquer les propriétés de cette lentille à une tête optique.

On considère une tête optique d'ouverture numérique égale à 0.9 à la longueur d'onde de 488nm. On cherche à observer la distribution de l'intensité dans le plan de la pupille, là où le signal de lecture est détecté. L'objet à observer est une suite de marques de taille égale à 60nm, espacées d'une distance centre-à-centre de 120nm. La fréquence de cet objet est environ de $4.1k_0$, soit largement au-delà de la fréquence de coupure du système qui est à $1.8k_0$. Dans ce système conventionnel, les lobes de diffraction produits par l'objet ne recouvrent pas la pupille centrale. Par conséquent, aucune information n'est détectée. On munit cette tête optique d'un réseau d'argent, de période égale à 200nm, et de taux de remplissage égale à 55%. Ses propriétés sont calculées, comme précédemment, par la méthode des ondes couplées. Les coefficients de transmission de cette lentille diffractive en mode TM sont appliqués au spectre rayonné par l'objet qu'on cherche à observer. En effet, dans la direction des marques, on applique la réponse de la lentille au rayonnement TM, et dans le sens orthogonal, on utilise la réponse en mode TE. La figure 4.36 montre comment les ordres secondaires (cf. figure 4.12 page 99) ont, par diffraction, un recouvrement avec l'ordre 0 situé au centre de la pupille. Ce recouvrement se fait sur les bords de la pupille, vers les $k_x = \pm 0.8k_0$. Cette partie du spectre provient originellement de la zone

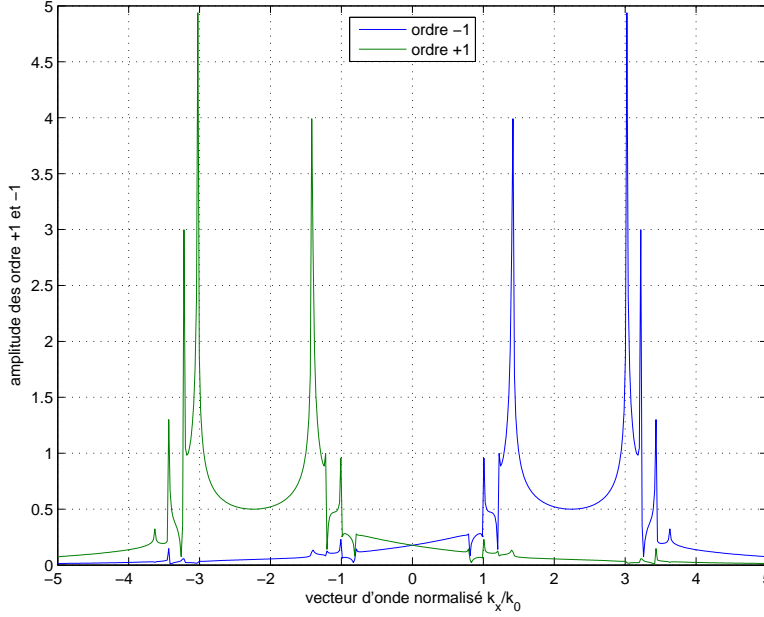


Fig. 4.37: Résonances des ordres +1 et -1 d'une lentille diffractive en argent, de pas égal à 200nm et de taux de remplissage de 55%.

$k_x = \pm 0.8k_0 \mp 4.1k_0$, soit exactement là où la résonance des plasmons a lieu : figure 4.37.

Ainsi, on peut observer une modulation du signal à 2.26 fois la fréquence de coupure, notamment grâce à la quantité importante de signal que les plasmons parviennent à acheminer au détecteur. La fréquence de la modulation mesurée sur le détecteur doit toujours être décalée de $4.1k_0$ (vers l'extérieur de la pupille), de manière à ce qu'elle retrouve la valeur qui correspond à celle de l'objet éclairé.

4.4.5 Estimation de la capacité

Pour estimer la capacité, il faut connaître la réponse du système à l'ensemble des fréquences spatiales que peut contenir un objet observable. C'est donc à partir de la fonction de transfert de modulation qu'on peut effectuer cette estimation. La FTM approximative donnée en 4.6 page 92, indique des zones de contraste nul. Lorsque ces zones sont réduites, on peut considérer qu'il n'y a pas de conséquence notable sur la capacité d'enregistrement. En effet, le langage qui permet le codage de l'information contient un nombre fini de motifs, et il est envisageable d'exclure une zone ponctuelle de la FTM. A partir du moment où la réponse du système est bien connue à toutes les fréquences, la reconstruction du signal peut toujours s'appuyer sur cette donnée. Ceci est déjà le cas pour les têtes de lecture des disques optiques.

Les FTM tracées pour le système avec et sans composant diffractif, en figure 4.38 montrent qu'il est possible d'exploiter deux intervalles de fréquences : $[0; 1.3k_c]$ et $[1.5k_c; 2.5k_c]$. Négligeant cette lacune d'information, le gain en densité surfacique apporté par cette optique est de 6.25. Ainsi, appliqué à une tête optique à SIL, la capacité d'un disque optique fonctionnant en champ proche pourrait passer de 150 Go à au moins 900 Go, à condition d'un traitement de signal qui

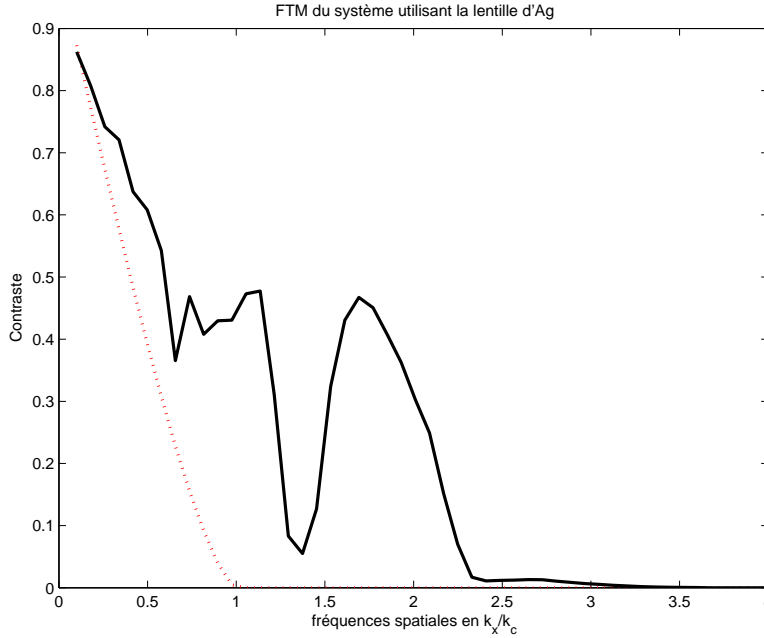


Fig. 4.38: Fonction de transfert de modulation du système à lentille d'argent (en noir) comparé à la FTM théorique du même système sans lentille diffractive.

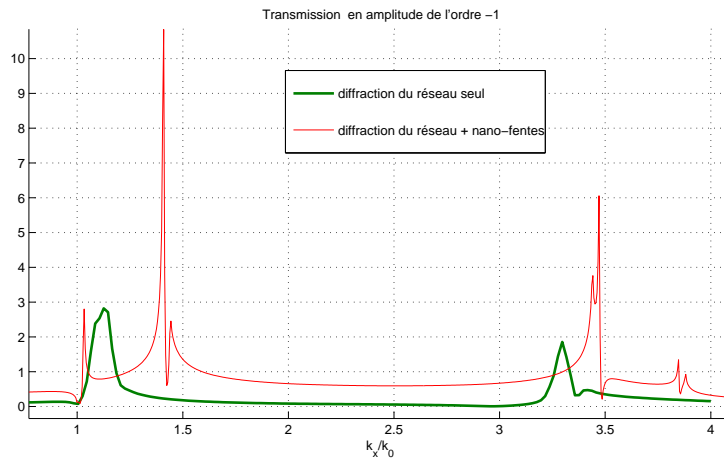


Fig. 4.39: Différence entre les résonances de la transmission de l'ordre -1, en présence ou non de l'objet nano-structuré dans un voisinage champ proche.

prenne en compte les propriétés unique du composant diffractif.

4.4.6 La non causalité en voisinage du champ proche

En considérant le chrome comme écran total, le spectre angulaire était immédiatement généré en prenant la transformée de Fourier de l'ouverture. Par conséquent, la réponse du réseau (en onde TM et à l'ordre -1) a l'allure montrée en figure 4.39, et diffère de la réponse lorsqu'on prend en compte la proximité d'une structure précédent le réseau et qui consiste en un objet a périodique modélisant les nano-fentes.

C'est une preuve d'existence d'une diffraction dynamique [137] entre le réseau et l'objet. En effet, cette théorie plus globale que celle qui donne un rôle prédominant aux plasmons de surface [101] comme étant l'entité prédominante, qui en subissant des résonances de type cavité entre

les lignes du réseau[22], régit totalement la réponse d'un réseau métallique. Plus généralement, l'hypothèse défendue dans [137] stipule que les ondes qui se couplent dans un réseau subissent dynamiquement de nouveaux couplages, redistribuant ainsi les amplitudes vers les ordres secondaires. Ainsi une modification simple dans le taux de remplissage par exemple, sans forcément donner un rôle prépondérant au changement de longueur de la cavité produite, affecte continuellement la diffraction continue d'un ordre n vers les ordres $\pm m$, et change la distribution finale des amplitudes atteinte à l'équilibre. Ce modèle est cohérent avec l'extension infinie de l'onde plane, qui doit par conséquent réagir en fonction de tout l'environnement.

Ainsi lorsque des distances de type champ proche sont impliquées dans des structures nanométriques, le raisonnement séquentiel (causal) du processus de diffraction est à remettre en cause. Aussi, le fonctionnement et la conception du réseau doit finalement tenir compte de ce phénomène, notamment la réponse du composant doit être obtenue avec les éléments présents dans l'environnement du champ proche.

Ceci ouvre les perspectives à une ingénierie plus sophistiquée de ce composant simple en apparence, et le prédispose à d'autres types de fonctionnement basés sur des résonances mutuelles avec les éléments diffractifs environnants.

Conclusion

Le composant présenté dans ce dernier chapitre présente un potentiel certain pour l'enregistrement optique impliquant le champ proche. Plusieurs modifications peuvent lui être apportées. Par exemple, il a été spécifié dans le brevet protégeant cette invention, une variante de lentille qui présente un réseau modulé en fréquence (réseau *chirpé*). Ce composant n'a pas été étudié dans le cadre de cette thèse, mais il présente la possibilité d'avoir une résonance plus large. En effet, ce composant combinerait les contributions de plusieurs résonances simultanément, chacune spécifique à une fréquence spatiale donnée, sur lesquelles l'énergie totale se répartirait. Il aurait comme avantage majeur de pouvoir acheminer plusieurs intervalles de fréquences spatiales simultanément. Cette lentille à large bande peut enrichir d'autant le codage de l'information en dessous de la limite de résolution.

De plus, ce composant est compatible avec les système à très forte ouverture numérique (SIL, par exemple) car, ceux-ci présentent la particularité d'avoir une pupille de grand diamètre, ce qui représente un avantage pour la lentille diffractive. En effet la fonction de transfert de la lentille *chirpée* s'applique aux lobes de diffraction, et pourrait permettre de capturer plus d'information si ceux-ci son larges. En effet un diamètre important des lobes $+1$ et -1 (qui sont des copies du lobe central avant d'être transmis par la lentille) permettrait d'agrandir la zone d'interférence, et donc le contraste de la modulation. Un tel composant diffractif permettrait de repousser encore plus loin la fréquence de coupure.

Retenons cependant, que dans le cas étudié, le gain de facteur 6 énoncé précédemment est important. En effet, les disques holographiques, ont une capacité de 500 Go. Bien que réservé aux professionnels et à l'archivage à cause du coût du lecteur, le prix du marché de cette technologie est amenée à baisser, et donc à se confronter au disque optique dans un futur proche.

Le débit de lecture de notre cette optique, augmente linéairement avec le facteur, on dispose donc au mieux d'un facteur de 2.5, ce qui ralentit le temps total de lecture. Ceci peut amener à penser à structurer ce type de réseaux simples, en matrice de réseaux, pouvant lire en parallèle une piste de données. Chacun des réseaux envoie un signal qui dépend de ses propriétés de résonances. Ce type de tête multiplexée paraît d'autant plus réaliste que les technologies micro-mécaniques (MEMS) évoluent en précision et en robustesse.

Enfin, nous pensons ferment que le disque optique "classique" a encore de beaux jours de-

vant lui, et que l'exploitation "active" des propriétés passionnantes du champ proche optique pourraient lui permettre d'effectuer un saut technologique.

Perspectives

En perspectives à ce travail, on peut envisager différentes combinaisons des éléments apportés dans ce travail de thèse. D'une part la nouvelle lentille à immersion, équipée d'un éclairage radial et aux composantes en bord de pupille favorisées (filtrage annulaire), permet un confinement supplémentaire de la PSF jusqu'à -18% en FWHM. Cette puissante focalisation et cet éclairage optimisé vont permettre une dilatation de la taille de la pupille d'au moins 20% en diamètre, permettant ouvrant ainsi l'opportunité à la lentille diffractive d'opérer d'un facteur de gain supplémentaire. Un tel système pourrait atteindre une capacité d'enregistrement $\times 8.4$, permettant de dépasser le teraoctet pour un disque de 12cm. Avec une capacité de 1.2To sur cette surface, une miniaturisation peut être envisagée, sans pour autant remettre en cause la compétitivité de cette technologie. En effet, destinée à l'échange de donnée, la technologie du disque optique a tout intérêt à s'adapter aux applications nomades.

La combinaison d'un tel système avec une lentille de Pendry est soumise à de sérieuses contraintes. Rappelons que cette dernière a montré qu'il était possible d'augmenter la distance de survol des têtes en champ proche par rapport au disque optique, d'une distance de 35nm à 380nm. Les contraintes en question sont relatives au cristal photonique : la fabrication des cristaux photoniques 3D (par interférométrie à faisceaux multiples par exemple) dans le visible constitue un obstacle important. Le second est l'écart des propriétés entre une CP de taille finie et les outils de conception dont on dispose aujourd'hui et qui permettent de traiter les CP infiniment périodiques. Par outils de conception on exclut les méthodes des éléments finis et de la *scattering* matrice, qu'on considère comme dédiés à la modélisation.

Parmi les applications les plus intéressantes, il y a la microscopie. L'équipe de l'université de Berkeley a déjà montré par un traitement inverse des données expérimentales, qu'il était possible de reconstituer la forme d'un objet plus petit que la limite de résolution du système qui l'observe [158, 73]. L'intérêt pour la microbiologie, la médecine, et les nanotechnologies est imminent.

Globalement, ce travail de trois a constitué une opportunité unique. La liberté qui a été accordée dans le cadre du CEA, a permis au travail personnel d'évoluer suffisamment dans la durée, et d'emprunter par moment des trajectoires originales très appréciables au point de vue personnel. Ce projet s'est déroulé dans un contexte scientifique mouvementé, et même si les

conditions de confidentialités peuvent être regrettées, elles ont néanmoins permis de livrer bataille dans le domaine de la propriété industrielle, domaine non moins passionnant que la littérature scientifique.

Ce travail a donné lieu aux publications suivantes

Brevets

- Lentille à immersion solide à capacité de focalisation accrue. Mimouni Salim. (Dépôt INPI le 04/04/2006 N°0651193 et N° de publication FR2899343)
- Composant optique fonctionnant en transmission en champ proche. Mimouni Salim, Poupinet Ludovic. (Dépôt INPI le 12/06/2006 N°0651195)
- Système de lecture de marques de petites taille dans un support de stockage grâce à un processus d'excitation d'ondes plasmons locales. Mimouni Salim, Laulagnet Fabien. (en cours de dépôt à l'INPI)

Brevets en collaboration

- Nouvelle lentille à immersion solide, son procédé de réalisation et dispositif utilisant cette nouvelle lentille. Brun Michael ; Mimouni Salim, Nicoletti Sergio, Poupinet Ludovic. (en cours de dépôt à l'INPI)
- Méthode pour améliorer la précision d'une pince optique via l'utilisation d'une couche mince constituée d'un matériau non linéaire. Néel Delphine, Mimouni Salim, Gétin Stéphane, Hyot Bérangère. (en cours de dépôt à l'INPI)

Communications de conférences

- Mimouni, S. Poupinet, L. Chaton, P. , *Polarization states in near-field optical recording system using a solid immersion lens*. Optical Data Storage Topical Meeting, 2006.
- Mimouni, S., Desières, Y., Gidon, S., Poupinet, L., Chaton, P., Royer, P. *Near-field optical storage system including evanescent wave amplifier metamaterial based on photonic crystal*. Proceedings of SPIE Vol. 6182 - The International Society for Optical Engineering- Photonic Crystal Materials and Devices III.
- Mimouni, S., *Super-résolution électromagnétique par polarisation radiale et filtrage spatial*. Horizons d'optique 2006.

Bibliographie

- [1] Abe, M. and M. Koshiha : 1994, ‘Three-dimensional diffraction analysis of dielectric surface-relief gratings’. *Journal of the Optical Society of America A : Optics and Image Science, and Vision* **11**(7), 2038–2044.
- [2] Abeles, F. : 1971, *Physics of Thin Films*. Academic Press, New York.
- [3] Abraham, M. : 1909. *Rend. Circ. Matem. Palermo* **28**, 1–.
- [4] Adamson, P. : 2000, ‘Comparison of the High-Aperture Bessel and Gaussian Beams’. *Optics and Spectroscopy (English translation of Optika i Spektroskopiya)* **88**(2), 242–245.
- [5] Armstrong, D., M. Phillips, and A. Smith : 2003, ‘Generation of radially polarized beams with an image-rotating resonator’. *Applied Optics* **42**(18), 3550–3554.
- [6] Askin, A. and J. M. Dziedzic : 1973. *Phys. Rev. Lett.* **30**, 139–142.
- [7] Attiya, A., E. El-Diwany, A. Shaarawi, and I. Besieris : 2004, ‘A time domain incremental theory of diffraction : Scattering of electromagnetic pulsed plane waves’. *Journal of Electromagnetic Waves and Applications* **18**(2), 205–207.
- [8] Aydin, K., K. Guven, M. Kafesaki, L. Zhang, C. Soukoulis, and E. Ozbay : 2004, ‘Experimental observation of true left-handed transmission peaks in metamaterials’. *Optics Letters* **29**(22), 2623–2625.
- [9] Azarenkov, N., O. Drobachenko, A. Kondratenko, and V. Olefir : 1983, ‘DIFFRACTION THEORY OF AN ELECTROMAGNETIC WAVE OBLIQUELY INCIDENT ON A PLASMA CYLINDER WITH SPATIAL DISPERSION TAKEN INTO ACCOUNT.’. *Radiophysics and quantum electronics* **26**(8), 746–754.
- [10] B. Hyot, L. Poupinet, V. G. and P. J. Desre : 2002, ‘Analysis of writing and erasing behaviours in phase change materials’. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **249** (issue 3), Pages 504–508.
- [11] Baida, F., D. Van Labeke, A. Bouhelier, T. Huser, and D. Pohl : 2001, ‘Propagation and diffraction of locally excited surface plasmons’. *Journal of the Optical Society of America A : Optics and Image Science, and Vision* **18**(7), 1552–1561.

- [12] Barbara, A., P. Que?merais, E. Bustarret, T. Lo ?pez-Rios, and T. Founder : 2003, 'Electromagnetic resonances of sub-wavelength rectangular metallic gratings'. *European Physical Journal D* **23**(1), 143–154.
- [13] Barnes, W., A. Dereux, and T. Ebbesen : 2003, 'Surface plasmon subwavelength optics'. *Nature* **424**(6950), 824–830.
- [14] Barrett, H., M. Chiu, S. Gordon, R. Parks, and W. Swindell : 1979, 'OPTICAL TRANSFER FUNCTION SYNTHESIS : A GEOMETRICAL OPTICS APPROACH.'. *Applied Optics* **18**(16), 2760–2766.
- [15] Benabbas, A., V. Halte ?, and J.-Y. Bigot : 2005, 'Analytical model of the optical response of periodically structured metallic films'. *Optics Express* **13**(22), 8730–8745.
- [16] Bethe, H. A. : 1944, 'Theory of Diffraction by Small Holes'. *Phys. Rev.* **66**(7-8), 163–.
- [17] Biss, D. and T. Brown : 2001, 'Cylindrical vector beam focusing through a dielectric interface'. *Optics Express* **9**(10), 490–497.
- [18] Bony, J. : 2000, *Méthodes mathématiques pour les sciences physiques*. Ecole polytechnique, Palaiseau.
- [19] Born, M. and E. Wolf : 1999, *Principles of Optics*. Cambridge University Press, 7th Ed.
- [20] Bouhelier, A., J. Renger, M. Beversluis, and L. Novotny : 2003, 'Plasmon-coupled tip-enhanced near-field optical microscopy'. *Journal of Microscopy* **210**(3), 220–224.
- [21] Braat, J., P. Dirksen, and A. Janssen : 2002, 'Assessment of an extended Nijboer-Zernike approach for the computation of optical point-spread functions'. *Journal of the Optical Society of America A : Optics and Image Science, and Vision* **19**(5), 858–870.
- [22] Cao, Q. and P. Lalanne : 2002, 'Negative role of surface plasmons in the transmission of metallic gratings with very narrow slits'. *Physical Review Letters* **88**(5), 574031–574034.
- [23] C.D. Wright, P. W. N. and P. Filbrandt : 1996, 'A Theoretical Model of Magneto Optic Scanning Laser Microscopy'. *IEEE Transactions on Magnetism* **32**(4), 3154–3164.
- [24] Centeno, E. and D. Felbacq : 2000, 'Rigorous vector diffraction of electromagnetic waves by bidimensional photonic crystals'. *Journal of the Optical Society of America A : Optics and Image Science, and Vision* **17**(2), 320–327.
- [25] Coene, W. : 2003, 'Nonlinear signal-processing model for scalar diffraction in optical recording'. *Applied Optics* **42**(32), 6525–6535.
- [26] Coene, W. and E. Chuang : 2000, 'EFMCC : a new combi-code for high density optical recording'. In : *Proceedings of SPIE-The International Society for Optical Engineering*, Vol. 4090. Philips Research Lab, Eindhoven, Netherlands, pp. 275–282.
- [27] Cohen-Tannoudji C., D. B. e. L. F. : 1995, *Mécanique Quantique*.

-
- [28] Courjon, D., B. C. : 2001, *Le champ proche optique*, Chapt. 1, pp. 29–39. Springer-Verlag France et France Télécom R&D.
 - [29] Cronin, P., P. To?ro?k, P. Varga, and C. Cogswell : 2000, ‘High-aperture diffraction of a scalar, off-axis Gaussian beam’. *Journal of the Optical Society of America A : Optics and Image Science, and Vision* **17**(9), 1556–1564.
 - [30] Dirksen, P., J. Braat, A. Janssen, and A. Leeuwestein : 2005, ‘Aberration retrieval for high-NA optical systems using the Extended Nijboer-Zernike theory’. In : *Proceedings of SPIE-The International Society for Optical Engineering*, Vol. 5754. Philips Research Laboratories, NL-5656 AA Eindhoven, Netherlands, pp. 262–273.
 - [31] Dorn, R., S. Quabis, and G. Leuchs : 2003, ‘Sharper Focus for a Radially Polarized Light Beam’. *Physical Review Letters* **91**(23), 2339011–2339014.
 - [32] Eickmans, J., T. Bieringer, S. Kostromine, H. Berneth, and R. Thoma : 1999, ‘Photoaddressable polymers : A new class of materials for optical data storage and holographic memories’. *Japanese Journal of Applied Physics, Part 1 : Regular Papers and Short Notes and Review Papers* **38**(3 B), 1835–1836.
 - [33] Fang, N., H. Lee, C. Sun, and X. Zhang : 2005a, ‘Sub-diffraction-limited optical imaging with a silver superlens’. *Science* **308**(5721), 534–537.
 - [34] Fang, N., Z. Liu, T.-J. Yen, and X. Zhang : 2003, ‘Regenerating evanescent waves from a silver superlens’. *Optics Express* **11**(7), 682–687.
 - [35] Fang, N., Z. Liu, T.-J. Yen, and X. Zhang : 2005b, ‘Experimental study of transmission enhancement of evanescent waves through silver films assisted by surface plasmon excitation’. *Applied Physics A : Materials Science and Processing* **80**(6), 1315–1325.
 - [36] Feynman R. P., Leighton R. B., S. M. L. : 1963, *The Feynman lectures on physics*.
 - [37] G. Bouwhuis, J. Braat, A. H. J. P. G. V. R. and K. S. Immink. : 1985, *Principles of optical disc systems*. Adam Hilger Ltd, Bristol and Boston.
 - [38] Garcia, N. : 1983, ‘EXACT CALCULATIONS OF P-POLARIZED ELECTROMAGNETIC FIELDS INCIDENT ON GRATING SURFACES : SURFACE POLARITON RESONANCES.’. *Optics Communications* **45**(5), 307–310.
 - [39] Garcia-Pomar, J. and M. Nieto-Vesperinas : 2004, ‘Transmission study of prisms and slabs of lossy negative index media’. *Optics Express* **12**(10), 2081–2095.
 - [40] Gascquet C., W. P. : 1995, *Analyse de Fourier et Applications*. Masson, Paris.
 - [41] Girard, C. and A. Dereux : 1996, ‘Near-field optics theories’. *Reports on Progress in Physics* **59**(5), 657–699.
 - [42] Goodman, J. W. : 1988, *Introduction to Fourier Optics*. McGraw-Hill.
-

- [43] H. Horimai, X. T. and J. Li : 2005, ‘Collinear holography’. *Appl. Opt.* **44**, No. 13.
- [44] Hagen, R. and T. Bieringer : 2001, ‘Photoaddressable polymers for optical data storage’. *Advanced Materials* **13**(23), 1805–1810+1742.
- [45] Hall, D. : 1996, ‘Vector-beam solutions of Maxwell’s wave equation’. *Optics Letters* **21**(1), 9–11.
- [46] Helseth, L. : 2001, ‘Roles of polarization, phase and amplitude in solid immersion lens systems’. *Optics Communications* **191**(3-6), 161–172.
- [47] Higashi, M. and M. Yamane : 1997, ‘Generation of curves and surfaces with smoothly varying curvature based on evolutes (4th report) - Control of shape and connection to surrounding surfaces by evolute surface -’. *Seimitsu Kogaku Kaishi/Journal of the Japan Society for Precision Engineering* **63**(12), 1690–1694.
- [48] HOPKINS, H. H. : 1978, ‘ANALYSIS OF LASER READOUT SYSTEMS FOR OPTICAL VIDEO DISKS’. *JOURNAL OF THE OPTICAL SOCIETY OF AMERICA* **68**(10), 1428–1428.
- [49] HOPKINS, H. H. : 1979, ‘DIFFRACTION THEORY OF LASER READOUT SYSTEMS FOR OPTICAL VIDEO DISKS’. *JOURNAL OF THE OPTICAL SOCIETY OF AMERICA* **69**(1), 4–24.
- [50] HOPKINS, H. H. : 1985, ‘IMAGE-FORMATION BY A GENERAL OPTICAL-SYSTEM .1. GENERAL-THEORY’. *APPLIED OPTICS* **24**(16), 2491–2505.
- [51] Hutter, E. and J. Fendler : 2004, ‘Exploitation of localized surface plasmon resonance’. *Advanced Materials* **16**(19), 1685–1706.
- [52] Ichimura, I., S. Hayashi, and G. Kino : 1997, ‘High-density optical recording using a solid immersion lens’. *Applied Optics* **36**(19), 4339–4348.
- [53] Immink, A., W. Coene, A. Van der Lee, C. Busch, A. Hekstra, J. Bergmans, J. Riani, S. Beneden, and T. Conway : 2003, ‘Signal Processing and Coding for Two-Dimensional Optical Storage’. In : *Conference Record / IEEE Global Telecommunications Conference*, Vol. 7. University of Limerick, Dept. of Electronic Engineering, Limerick, Ireland, pp. 3904–3908.
- [54] Ippolito, S., B. Goldberg, and M. U ? nlu ? : 2005, ‘Theoretical analysis of numerical aperture increasing lens microscopy’. *Journal of Applied Physics* **97**(5), 1–12.
- [55] Ishimura, I., ‘Patent EP1041545’. Technical report, Sony Corporation.
- [56] Jackson, J. : 1998, *Classical Electrodynamics (3rd edition)*, Chapt. 7. Plane Electromagnetic Waves and Wave Propagation, pp. 295–351. John Wiley & Sons, Inc.

-
- [57] Janssen, A. J. E. M. : 2002, 'Extended Nijboer-Zernike approach for the computation of optical point-spread functions'. *JOURNAL OF THE OPTICAL SOCIETY OF AMERICA A-OPTICS IMAGE SCIENCE AND VISION* **19**(5), 849–857.
 - [58] Kant, R. : 1993a, 'An analytical solution of vector diffraction for focusing optical systems'. *J. Mod Opt* **40**, 337–348.
 - [59] Kant, R. : 1993b, 'An analytical solution of vector diffraction for focusing optical systems with Seidel aberrations'. *J. Mod. Opt.* **40**, 2293–2311.
 - [60] Kawata, S. : 1999, 'Photorefractive optics in three-dimensional digital memory'. *Proceedings of the IEEE* **87**(12), 2009–2020.
 - [61] Kim, H., I. Hwang, J. Kim, C. Park, M. Ro, J. Lee, M. Jung, and I. Park : 2005, 'Phase change super resolution near field structure ROM'. *Japanese Journal of Applied Physics, Part 1 : Regular Papers and Short Notes and Review Papers* **44**(5 B), 3605–3608.
 - [62] Kino, G., 'Patent WO00/2384'. Technical report, Stanford University.
 - [63] Kino, G. and S. Mansfield, 'Patent US5004307'. Technical report.
 - [64] Korpel, A. : 1978, 'SIMPLIFIED DIFFRACTION THEORY OF THE VIDEO DISK.'. *Appl Opt* **17**(13), 2037–2042.
 - [65] Kosaka, H., T. Kawashima, A. Tomita, M. Notomi, T. Tamamura, T. Sato, and S. Kawakami : 1998, 'Superprism phenomena in photonic crystals'. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics* **58**(16), –.
 - [66] Kurihara, K., T. Arai, T. Nakano, and J. Tominaga : 2005, 'Signal enhancement of super resolution enhanced near-field structure disc by silver nano-particles'. *Japanese Journal of Applied Physics, Part 1 : Regular Papers and Short Notes and Review Papers* **44**(5 B), 3353–3355.
 - [67] L., H. B. . D. Y. P. : 2006, 'Spatial (super)resolution of nanometric objects : Periodic structure and Single' object'. In : *IMST (Innovative Mass Storage Technologies Workshop) & EPCOS (European Phase Change Ovonic Science) - 2006 ; 29/05/2006 - 31/05/2006 ; Grenoble ; France*.
 - [68] Laamri, E. H. : 2001, *Mesures, intégrations, convolution et transformée de Fourier des fonctions*. Dunod.
 - [69] Lalanne, P. and G. Morris : 1996, 'Highly improved convergence of the coupled-wave method for TM polarization'. *Journal of the Optical Society of America A : Optics and Image Science, and Vision* **13**(4), 779–784.
 - [70] Lee, H., Y. Xiong, N. Fang, W. Srituravanich, S. Durant, M. Ambati, C. Sun, and X. Zhang : 2005, 'Realization of optical superlens imaging below the diffraction limit'. *New Journal of Physics* **7**, 1–16.
-

- [71] Li, L. : 1996, ‘Formulation and comparison of two recursive matrix algorithms for modeling layered diffraction gratings’. *Journal of the Optical Society of America A : Optics and Image Science, and Vision* **13**(5), 1024–1035.
- [72] Li, L. : 1997, ‘New formulation of the Fourier modal method for crossed surface-relief gratings’. *Journal of the Optical Society of America A : Optics and Image Science, and Vision* **14**(10), 2758–2767.
- [73] Liu, Z., S. Durant, H. Lee, Y. Pikus, N. Fang, Y. Xiong, C. Sun, and X. Zhang : 2007, ‘Far-Field Optical Superlens’. *Nano Lett.* **7**(2), 403–408.
- [74] Lu, Z. and Shi, S., C. Schuetz, and D. Prather : 2005a, ‘Experimental demonstration of negative refraction imaging in both amplitude and phase’. *Optics Express* **13**(6), 2007–2012.
- [75] Lu, Z., J. Murakowski, C. Schuetz, S. Shi, G. Schneider, and D. Prather : 2005b, ‘Three-dimensional subwavelength imaging by a photonic-crystal flat lens using negative refraction at microwave frequencies’. *Physical Review Letters* **95**(15), 1–4.
- [76] Luo, C., S. Johnson, and J. Joannopoulos : 2002a, ‘All-angle negative refraction in a three-dimensionally periodic photonic crystal’. *Applied Physics Letters* **81**(13), 2352–.
- [77] Luo, C., S. Johnson, J. Joannopoulos, and J. Pendry : 2002b, ‘All-angle negative refraction without negative effective index’. *Physical Review B-Condensed Matter and Materials Physics* **65**(20), 2011041–2011044.
- [78] Luo, C., S. Johnson, J. Joannopoulos, and J. Pendry : 2003a, ‘Negative refraction without negative index in metallic photonic crystals’. *Optics Express* **11**(7), 746–754.
- [79] Luo, C., S. Johnson, J. Joannopoulos, and J. Pendry : 2003b, ‘Subwavelength imaging in photonic crystals’. *Physical Review B-Condensed Matter and Materials Physics* **68**(4), 451151–4511515.
- [80] Maeda, T. and H. Koyanagi : 1998, ‘Semiconfocal optical disk readout with one linear-spread beam’. *Applied Optics* **37**(35), 8167–8172.
- [81] Mansfield, S. and G. Kino : 1990, ‘Solid immersion microscope, solid immersion lens’. *Appl. Phys. Lett.* **57**(24), 2615–2616.
- [82] Mansfield, S., W. Studenmund, G. Kino, and K. Osato : 1993, ‘High-numerical-aperture lens system for optical storage’. *Optics Letters* **18**(4), 305–307.
- [83] Mansuripur, M. : 2002, ‘The uncertainty principle in classical optics’. *Optics and Photonics News* **13**(1), 44–48.
- [84] Mansuripur, M., A. Zakharian, and J. Moloney : 2004, ‘Transmission of Light Through Small Elliptical Apertures (Part 2)’. *Optics and Photonics News* **15**(4), 44–48.

-
- [85] Markos ?, P. and C. Soukoulis : 2003, 'Transmission properties and effective electromagnetic parameters of double negative metamaterials'. *Optics Express* **11**(7), 649–661.
 - [86] Milster, T. : 1997, 'A new way to describe diffraction from optical disks'. In : *Proceedings of SPIE-The International Society for Optical Engineering*, Vol. 3109. Optical Data Storage Center, Optical Sciences Center, University of Arizona, Tucson, AZ 85721, United States, pp. 229–234.
 - [87] Milster, T., F. Akhavan, M. Bailey, J. Kevin Erwin, D. Felix, K. Hirota, S. Koester, K. Shimura, and Y. Zhang : 2001, 'Super-Resolution by Combination of a Solid Immersion Lens and an Aperture'. *Japanese Journal of Applied Physics, Part 2 : Letters* **40**(3 B), 1778–1782.
 - [88] Minkowski, H. : 1908. *Nachr. Ges. Wiss. Gottn Math.-Phys. Kl.* **53**, –.
 - [89] Moharam, M. and T. Gaylord : 1982, 'DIFFRACTION ANALYSIS OF DIELECTRIC SURFACE-RELIEF GRATINGS.'. *Journal of the Optical Society of America* **72**(10), 1385–1392.
 - [90] Moharam, M., D. A. Pommet, E. B. Grann, and T. Gaylord : 1995, 'Stable implementation of the rigorous coupled-wave analysis for surface-relief gratings : enhanced transmittance matrix approach'. *Journal of the Optical Society of America A : Optics and Image Science, and Vision* **12**(5), 1077–1086.
 - [91] Notomi, M. : 2000, 'Theory of light propagation in strongly modulated photonic crystals : Refractionlike behavior in the vicinity of the photonic band gap'. *Physical Review B-Condensed Matter and Materials Physics* **62**(16), 10696–10705.
 - [92] Novotny, L. : 1997, 'Allowed and forbidden light in near-field optics. II. Interacting dipolar particles'. *Journal of the Optical Society of America A : Optics and Image Science, and Vision* **14**(1), 105–113.
 - [93] Nutter, P. W. : 1997, 'Image formation in the scanning optical microscope'. Ph.D. thesis, The Manchester School of Engineering Division of Electrical Engineering.
 - [94] Palik, E. D. : 1991, *Handbook of optical constants of solids*. Boston Academic press.
 - [95] Passilly, N., R. de Saint Denis, K. Aït-Ameur, F. Treussart, R. Hierle, and J.-F. Roch : 2005, 'Simple interferometric technique for generation of a radially polarized light beam'. *Journal of the Optical Society of America A : Optics and Image Science, and Vision* **22**(5), 984–991.
 - [96] Pendry, J. : 2000, 'Negative refraction makes a perfect lens'. *Physical Review Letters* **85**(18), 3966–3969.
 - [97] Pendry, J. : 2003, 'Focus issue : Negative refraction and metamaterials'. *Optics Express* **11**(7), 639–.
-

- [98] Pendry, J. and S. Ramakrishna : 2003, ‘Focusing light using negative refraction’. *Journal of Physics Condensed Matter* **15**(37), 6345–6364.
- [99] Pendry, J., D. Smith, P. Valanju, R. Walser, and A. Valanju : 2003, ‘Comment on “wave refraction in negative-index media : Always positive and very inhomogeneous” (multiple letters)’. *Physical Review Letters* **90**(2), –.
- [100] Peng, C. : 2001, ‘Superresolution near-field readout in phase-change optical disk data storage’. *Applied Optics* **40**(23), 3922–3931.
- [101] Porto, J., F. García-Vidal, and J. Pendry : 1999, ‘Transmission resonances on metallic gratings with very narrow slits’. *Physical Review Letters* **83**(14), 2845–2848.
- [102] Quabis, S., R. Dorn, M. Eberler, O. Gl ckl, and G. Leuchs : 2000, ‘Focusing light to a tighter spot’. *Optics Communications* **179**(1), 1–7.
- [103] Raether, H. : 1988, *Surface Plasmon on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings*. Springer-Verlag, Berlin, Germany.
- [104] Ramakrishna, S. and A. Armour : 2003, ‘Propagating and evanescent waves in absorbing media’. *American Journal of Physics* **71**(6), 562–567.
- [105] Ramakrishna, S. and J. Pendry : 2003, ‘Removal of absorption and increase in resolution in a near-field lens via optical gain’. *Physical Review B-Condensed Matter and Materials Physics* **67**(20), 2011011–2011014.
- [106] Ramakrishna, S. and J. Pendry : 2004, ‘Spherical perfect lens : Solutions of Maxwell’s equations for spherical geometry’. *Physical Review B-Condensed Matter and Materials Physics* **69**(11), 1151151–1151157.
- [107] RICHARDS, B. and E. WOLF : 1959, ‘ELECTROMAGNETIC DIFFRACTION IN OPTICAL SYSTEMS .2. STRUCTURE OF THE IMAGE FIELD IN AN APLANATIC SYSTEM’. *PROCEEDINGS OF THE ROYAL SOCIETY OF LONDON SERIES A-MATHEMATICAL AND PHYSICAL SCIENCES* **253**(1274), 358–379.
- [108] Rueda, G., J. Alda, and E. Bernabeu : 1996, ‘Geometrical properties of the Weierstrass points’. *Optik* **102**(1), 31–35.
- [109] Schaaf, J. and B. Ravani : 1998, ‘Geometric continuity of ruled surfaces’. *Computer Aided Geometric Design* **15**(3), 289–310.
- [110] Schubert, M. : 1998, ‘Generalized ellipsometry and complex optical systems’. *Thin Solid Films* **313-314**, 323–332.
- [111] Shatalov, M., G. Simin, J. Zhang, V. Adivarahan, A. Koudymov, R. Pachipulusu, and M. Khan : 2002a, ‘GaN/AlGaIn p-channel inverted heterostructure JFET’. *IEEE Electron Device Letters* **23**(8), 452–454.

-
- [112] Shatalov, M., J. Zhang, A. Chitnis, V. Adivarahan, J. Yang, G. Simin, and M. Asif Khan : 2002b, ‘Deep ultraviolet light-emitting diodes using quaternary AlInGaN multiple quantum wells’. *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics* **8**(2), 302–309.
 - [113] Sheppard, C. : 2001, ‘High-aperture beams’. *Journal of the Optical Society of America A : Optics and Image Science, and Vision* **18**(7), 1579–1587.
 - [114] Sheppard, C. and A. Choudhury : 2004, ‘Annular pupils, radial polarization, and superresolution’. *Applied Optics* **43**(22), 4322–4327.
 - [115] Sheppard, C. and T. Wilson : 1978, ‘Image formation in scanning microscopes with partially coherent source and detector’. *Optica Acta* **25**(4), 315–325.
 - [116] Sheppard, C. and T. Wilson : 1986, ‘On the equivalence of scanning and conventional microscopes’. *Optik* **73**(1), 39–43.
 - [117] Sheppard, C. J. R. and P. Torok : 1997, ‘Approximate forms for diffraction integrals in high numerical aperture focusing’. *OPTIK* **105**(2), 77–82.
 - [118] Shin, D., A. Chavez-Pirson, S. Kim, S. Jung, and Y. Lee : 2001, ‘Diffraction by a subwavelength-sized aperture in a metal plane’. *Journal of the Optical Society of America A : Optics and Image Science, and Vision* **18**(7), 1477–1486.
 - [119] Stephane Durant, Zhaowei Liu, N. F. X. Z. : Submitted on 21 Jan 2006, ‘Theory of optical imaging beyond the diffraction limit with a far-field superlens’. *Arxiv.org*.
 - [120] Stéphane Durant, Zhaowei Liu, J. M. S. and X. Zhang : 11 November 2006, ‘Theory of the transmission properties of an optical far-field superlens for imaging beyond the diffraction limit’. *J. Opt. Soc. Am. B* **Vol. 23, No. 11**, 2383.
 - [121] Sun, L., J. Wang, E. Zhang, and Q. Tian : 2003, ‘Study on the Mechanism of Super-Resolution Near-Field Structure High-Density Optical Data Storage’. *Japanese Journal of Applied Physics, Part 1 : Regular Papers and Short Notes and Review Papers* **42**(8), 5113–5116.
 - [122] T. D. Milster, S. K. P. and Y. Zhang : 2006, ‘Prospects and Limitations for Large Numbers of Multi-Layers in Optical Data Storage’.
 - [123] Terris, B., H. Mamin, and D. Rugar : 1996a, ‘Near-field optical data storage’. *Applied Physics Letters* **68**(2), 141–143.
 - [124] Terris, B., H. Mamin, and D. Rugar : 1996b, ‘Near-field optical data storage, solid immersion lens’. *Applied Physics Letters* **68**(2), 141–143.
 - [125] Terris, B., H. Mamin, D. Rugar, W. Studenmund, and G. Kino : 1994a, ‘Near-field optical data storage using a solid immersion lens’. *Applied Physics Letters* **65**(4), 388–390.
 - [126] Terris, B., H. Mamin, D. Rugar, W. Studenmund, and G. Kino : 1994b, ‘Near-field optical data storage using a solid immersion lens’. *Applied Physics Letters* **65**(4), 388–390.
-

- [127] Thio, T., H. Lezec, T. Ebbesen, K. Pellerin, G. Lewen, A. Nahata, and R. Linke : 2002, ‘Giant optical transmission of sub-wavelength apertures : Physics and applications’. *Nano-technology* **13**(3), 429–432.
- [128] Torok, P. : 1998, ‘Focusing of electromagnetic waves through a dielectric interface by lenses of finite Fresnel number’. *JOURNAL OF THE OPTICAL SOCIETY OF AMERICA A-OPTICS IMAGE SCIENCE AND VISION* **15**(12), 3009–3015.
- [129] Torok, P., S. J. Hewlett, and P. Varga : 1997, ‘On the series expansion of high-aperture, vectorial diffraction integrals’. *JOURNAL OF MODERN OPTICS* **44**(3), 493–503.
- [130] Torok, P. and P. Varga : 1997, ‘Electromagnetic diffraction of light focused through a stratified medium’. *APPLIED OPTICS* **36**(11), 2305–2312.
- [131] TOROK, P., P. VARGA, and G. R. BOOKER : 1995a, ‘ELECTROMAGNETIC DIFFRACTION OF LIGHT FOCUSED THROUGH A PLANAR INTERFACE BETWEEN MATERIALS OF MISMATCHED REFRACTIVE-INDEXESSTRUCTURE OF THE ELECTROMAGNETIC-FIELD .1.’. *JOURNAL OF THE OPTICAL SOCIETY OF AMERICA A-OPTICS IMAGE SCIENCE AND VISION* **12**(10), 2136–2144.
- [132] Torok, P., P. Varga, A. Konkol, and G. R. Booker : 1996, ‘Electromagnetic diffraction of light focused through a planar interface between materials of mismatched refractive indices : Structure of the electromagnetic field .2.’. *JOURNAL OF THE OPTICAL SOCIETY OF AMERICA A-OPTICS IMAGE SCIENCE AND VISION* **13**(11), 2232–2238.
- [133] TOROK, P., P. VARGA, Z. LACZIK, and G. R. BOOKER : 1995b, ‘ELECTROMAGNETIC DIFFRACTION OF LIGHT FOCUSED THROUGH A PLANAR INTERFACE BETWEEN MATERIALS OF MISMATCHED REFRACTIVE-INDEXESAN INTEGRAL-REPRESENTATION’. *JOURNAL OF THE OPTICAL SOCIETY OF AMERICA A-OPTICS IMAGE SCIENCE AND VISION* **12**(2), 325–332.
- [134] TOROK, P., P. VARGA, Z. LACZIK, and G. R. BOOKER : 1995c, ‘ELECTROMAGNETIC DIFFRACTION OF LIGHT FOCUSED THROUGH A PLANAR INTERFACE BETWEEN MATERIALS OF MISMATCHED REFRACTIVE-INDEXESAN INTEGRAL-REPRESENTATION’. *JOURNAL OF THE OPTICAL SOCIETY OF AMERICA A-OPTICS IMAGE SCIENCE AND VISION* **12**(2), 325–332.
- [135] TOROK, P., P. VARGA, and G. NEMETH : 1995d, ‘ANALYTICAL SOLUTION OF THE DIFFRACTION INTEGRALS AND INTERPRETATION OF WAVE-FRONT DISTORTION WHEN LIGHT IS FOCUSED THROUGH A PLANAR INTERFACE BETWEEN MATERIALS OF MISMATCHED REFRACTIVE-INDEXES’. *JOURNAL OF THE OPTICAL SOCIETY OF AMERICA A-OPTICS IMAGE SCIENCE AND VISION* **12**(12), 2660–2671.
- [136] T.R. Corle, G. K. and S.M.Mansfield, ‘Patent US5125750’. Technical report.

-
- [137] Treacy, M. M. J. : 2002, 'Dynamical diffraction explanation of the anomalous transmission of light through metallic gratings'. *Physical Review B* **66**, 195105.
 - [138] Valanju, P., R. Walser, and A. Valanju : 2002, 'Wave refraction in negative-index media : Always positive and very inhomogeneous'. *Physical Review Letters* **88**(18), 1874011–1874014.
 - [139] Van De Nes, A., L. Billy, S. Pereira, and J. Braat : 2004, 'Calculation of the vectorial field distribution in a stratified focal region of a high numerical aperture imaging system'. *Optics Express* **12**(7), 1281–1293.
 - [140] van de Nes, A. S., J. J. M. Braat, and S. F. Pereira : 2006, 'High-density optical data storage'. *Reports On Progress In Physics* **69**(8), 2323–2363.
 - [141] Van de Nes, A. S., S. F. Pereira, and J. J. M. Braat : 2006, 'On the conservation of fundamental optical quantities in non-paraxial imaging systems'. *Journal Of Modern Optics* **53**(5-6), 677–687.
 - [142] Van Der Avoort, C., J. Braat, P. Dirksen, and A. Janssen : 2005, 'Aberration retrieval from the intensity point-spread function in the focal region using the extended Nijboer-Zernike approach'. *Journal of Modern Optics* **52**(12), 1695–1728.
 - [143] Vedam, K. : 1998, 'Spectroscopic ellipsometry : A historical overview'. *Thin Solid Films* **313-314**, 1–9.
 - [144] WANG, Y. and H. H. HOPKINS : 1992, 'RAY-TRACING AND ABERRATION FORMULAS FOR A GENERAL OPTICAL-SYSTEM'. *JOURNAL OF MODERN OPTICS* **39**(9), 1897–1938.
 - [145] Wiersma, S., P. Torok, T. Visser, and P. Varga : 1997, 'Comparison of different theories for focusing through a plane interface'. *Journal of the Optical Society of America A : Optics and Image Science, and Vision* **14**(7), 1482–1490.
 - [146] Wiersma, S. H., T. D. Visser, and P. Torok : 1998, 'Focusing through an interface : scanning and localizing the intensity'. *OPTICS LETTERS* **23**(6), 415–417.
 - [147] Williams, J. : 2001, 'Some problems with negative refraction'. *Physical Review Letters* **87**(24), 2497031–.
 - [148] Williams, J. and J. Pendry : 2001, 'Some problems with negative refraction [3](multiple letters)'. *Physical Review Letters* **87**(24), –.
 - [149] WOLF, E. : 1959, 'ELECTROMAGNETIC DIFFRACTION IN OPTICAL SYSTEMS .1. AN INTEGRAL REPRESENTATION OF THE IMAGE FIELD'. *PROCEEDINGS OF THE ROYAL SOCIETY OF LONDON SERIES A-MATHEMATICAL AND PHYSICAL SCIENCES* **253**(1274), 349–357.
 - [150] WOLF, E. and M. NIETOVERPERINAS : 1985, 'Analyticity Of The Angular Spectrum
-

- Amplitude Of Scattered Fields And Some Of Its Consequences'. *Journal Of The Optical Society Of America A-Optics Image Science And Vision* **2**(6), 886–889.
- [151] Woollam, J. A., J. N. Hilfiker, T. E. Tiwald, C. L. Bungay, R. A. Synowicki, D. E. Meyer, C. M. Herzinger, G. L. Pfeiffer, G. T. Cooney, and S. E. Green : 2000, 'Variable angle spectroscopic ellipsometry in the vacuum ultraviolet'. In : *Proceedings of SPIE-The International Society for Optical Engineering*, Vol. 4099. J. A. Woollam Co, Inc, Lincoln, United States, pp. 197–205.
- [152] Yamaguchi, R., T. Nose, and S. Sato : 1989, 'Liquid crystal polarizers with axially symmetrical properties'. *Japanese Journal of Applied Physics, Part 1 : Regular Papers and Short Notes and Review Papers* **28**(9), 1730–1731.
- [153] Yeh, W.-H. and M. Mansuripur : 2000, 'Evanescent coupling in magneto-optical and phase-change disk systems based on the solid immersion lens'. *Applied Optics* **39**(2), 302–315.
- [154] Zayats, A. and I. Smolyaninov : 2006, 'High-optical-throughput individual nanoscale aperture in a multilayered metallic film'. *Optics Letters* **31**(3), 398–400.
- [155] Zayats, A., I. Smolyaninov, and A. Maradudin : 2005, 'Nano-optics of surface plasmon polaritons'. *Physics Reports* **408**(3-4), 131–314.
- [156] Zhang, D., Z. Lu, W. Yu, and F. Li : 2002, 'Electromagnetic diffraction analysis of columned grid gratings'. *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics* **4**(2), 180–186.
- [157] ZHANG, D. S. . Z. L. . F. N. . X. : 13-16 August, 2006, 'Theory of optical imaging beyond the diffraction limit with a far-field superlens'. *Proceedings of SPIE, the International Society for Optical Engineering (Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.)* **vol. 6323**, **pp. 63231H.1-63231H.8**.
- [158] Zhaowei Liu, Stéphane Durant, H. L. Y. P. Y. X. C. S. X. Z. : May 2007, 'Experimental studies of far-field superlens for sub-diffractive optical imaging'. *Optics Express* **Vol. 15**, pp. 6947–6954.
- [159] Zijp, F., M. Van Der Mark, C. Verschuren, J. Lee, J. Van Den Eerenbeemd, P. Urbach, and M. Van Der AA : 2005, 'High-density near-field optical recording with a solid immersion lens, conventional actuator, and a robust air gap servo'. *IEEE Transactions on Magnetics* **41**(2), 1042–1046.